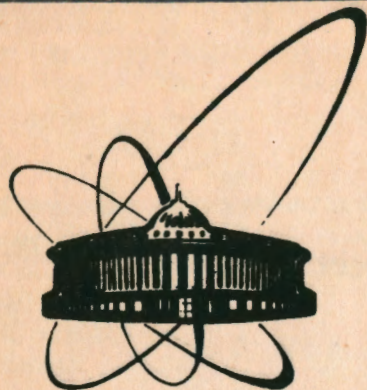


92-512



**ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

P1-92-512

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

**ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМОВ РЕАКЦИИ
ПРЯМОГО ВЫБИВАНИЯ ПАР ПРОТОНОВ
ИЗ ЯДРА УГЛЕРОДА ПРОТОНАМИ
С ЭНЕРГИЕЙ 660 МэВ**

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1992

Исследование механизмов реакции прямого выбивания пар протонов из ядра углерода протонами с энергией 660 МэВ

Представлены результаты исследования механизмов реакции ($p, 3p$) прямого выбивания пар протонов из ядер углерода протонами с энергией 660 МэВ в кинематически полном опыте, выполненном на фазотроне ОИЯИ с помощью трехплечного искрового спектрометра. В опыте зарегистрировано свыше 1000 событий, попадающих в интервал суммарной энергии трех вторичных протонов $T_c = 590 + 650$ МэВ. На их основе определены дифференциальные сечения реакции, энергетические спектры вторичных протонов и импульсные спектры остаточных ядер для трех геометрий опыта, а также сделана оценка сечения для четвертой геометрии опыта при начальной энергии протонов 350 МэВ. Проведено сравнение экспериментальных распределений с соответствующими расчетными данными для различных механизмов реакции. Данные опыта не исключают наличия механизма одноступенчатого взаимодействия налетающего протона с ядерной pp -парой.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1992

Перевод М.И.Потапова

Budyashov Yu.G. et al.

P1-92-512

Study of Mechanisms for the Reaction of Knock-On of Proton Pairs from the Carbon Nucleus by 660-MeV Protons

The paper presents the results obtained in a kinematically full experiment carried out at the JINR phasotron with a three-arm spark spectrometer for studying mechanisms for the ($p, 3p$) reaction of knock-on of proton pairs from the carbon nucleus by 660-MeV protons. Over 1000 events in the range of total energy of three secondary protons $T_c = 590 + 650$ MeV were recorded in the experiment. They were used to find differential cross sections for the reaction, energy spectra of secondary protons and momentum spectra of residual nuclei for three experimental geometries. The cross section for the fourth experimental geometry with initial proton energy 350 MeV was estimated. The experimental distributions are compared with the relevant calculations for different reaction mechanisms. The experimental data do not exclude a mechanism of single-step interaction between an incident proton and a nuclear pp -pair.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Настоящая работа является продолжением исследования механизмов реакции ($p, 3p$) прямого выбивания пар протонов из ядра углерода протонами с энергией 660 МэВ на фазотроне ОИЯИ с помощью трехплечного искрового спектрометра. Методика исследования подробно описана ранее [1].

С целью обеспечения возможности для разделения вкладов в реакцию различных механизмов, представленных на рис.1, измерения выполнены в трех геометриях опыта и были начаты в четвертой геометрии. Во всех геометриях использовалась графитовая мишень толщиной $0,85 \text{ г/см}^2$. Подробное изложение полученных результатов содержится в сообщениях ОИЯИ [2]. В настоящей публикации приводятся основные данные.

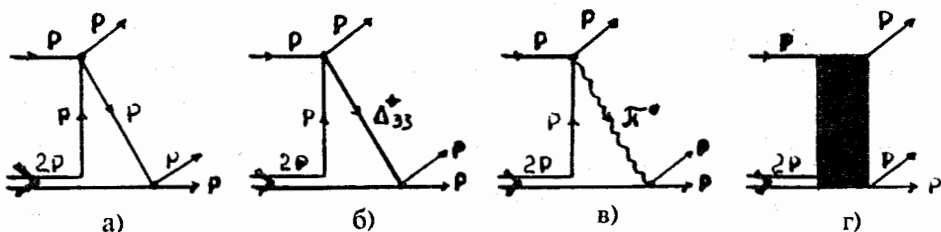


Рис.1. Набор диаграмм для описания реакции ($p, 3p$)

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

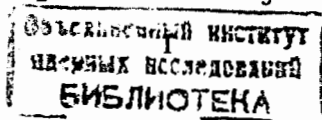
Первая геометрия опыта

Угловые и энергетические интервалы и телесные углы регистрации вторичных протонов спектрометром для первой геометрии опыта имеют следующие значения:

$$\Delta \theta_1 = 50,5^\circ + 59,5^\circ; \Delta \theta_2 = 35,5^\circ + 44,5^\circ; \Delta \theta_3 = 39^\circ + 53^\circ;$$

$$\Delta T_1 = \Delta T_2 = 80 + 240 \text{ МэВ}; \Delta T_3 = 260 + 420 \text{ МэВ};$$

$$\Delta \Omega_1 = \Delta \Omega_2 = 0,0241 \text{ ср.}; \Delta \Omega_3 = 0,0584 \text{ ср.}$$



Эта геометрия является наиболее эффективной для регистрации канала реакции (рис.1а) двукратного квазиупругого pp -рассеяния, в то время как вклады других каналов реакции малы. Вклад канала с Δ^+ -изобарой в промежуточном состоянии (рис.1б) практически полностью подавлен из-за того, что вторичный протон, образующийся вместе с Δ^+ -изобарой в первом pp -соударении, имеет, как показывает расчет, угол вылета меньше $35,5^\circ$. Вклады канала с образованием π^0 -мезона и последующим захватом его отдельным ядерным нуклоном (рис.1в) и канала однократного соударения налетающего протона с тесно коррелированной ядерной pp -парой (рис.1г) невелики, так как сечение рождения π^0 -мезона в первом pp -соударении на порядок меньше сечения упругого pp -рассеяния, а эффективное число ядерных тесно коррелированных pp -пар меньше числа протонов в ядре углерода почти на два порядка. К тому же (рис.1в) захват π^0 -мезона отдельным ядерным нуклоном сильно подавлен интенсивно идущими конкурирующими процессами его захвата парами ядерных нуклонов и рассеяния ядерными нуклонами.

На рис.2 представлен спектр суммарной энергии трех вторичных протонов после вычитания фона, построенный на основе 1005 зарегистрированных событий реакции. Фон не превышает 15%. Средняя погрешность измерения суммарной энергии составляет $\Delta T_c = 15 \div 17$ МэВ. Верхняя граница спектра находится при значении энергии $T_c = 630$ МэВ, что соответствует

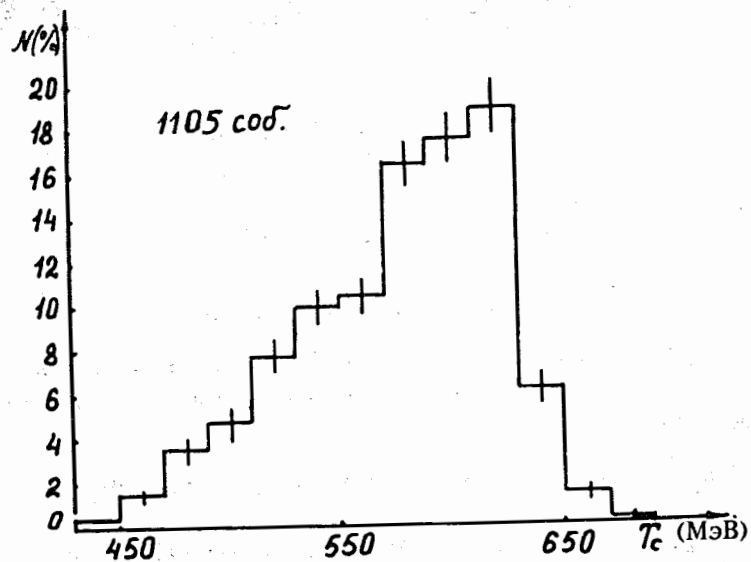


Рис.2. Первая геометрия. Экспериментальный спектр суммарной энергии вторичных протонов

выбиванию двух протонов с P -оболочки ядра углерода. Граница спектра, соответствующая выбиванию двух протонов с S -оболочки, располагается при 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 pp -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.

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.3. Средняя погрешность измерения энергии протона $\Delta T = 8 \div 10$ МэВ, средняя погрешность определения импульса остаточного ядра $\Delta P_{\text{ост.}} = 30 + 35$ МэВ/с. На рис.3 треугольниками показаны расчетные распределения для механизма двукратного квазиупругого pp -рассеяния, построенные на основе 496 трехпротонных событий, вычисленных по методу случайных испытаний. При вычислении событий pp -соударения рассматривались как «свободные», но с учетом импульсного распределения ядерных нуклонов [3], энергии связи выбиваемых нуклонов в ядре и небольшой энергии, передаваемой остаточному ядру. Приведенные на рис.3 экспериментальные погрешности для расчетных распределений практически совпадают с экспериментальными и поэтому на рисунке не показаны.

Как видно из рис.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 двукратного квазиупругого pp -рассеяния. В частности, на экспериментальном импульсном спектре остаточных ядер отсутствует подъем после значений $\Delta P_{\text{ост.}} = 300 \div 350$ МэВ/с, который должен иметь место, если вклад механизма реакции ($p, 3p$) с рождением нейтрального пиона и его последующим захватом отдельным ядерным протоном существен. Поскольку указанный подъем отсутствует и на импульсных спектрах остаточных ядер для последующих геометрий, далее вопрос о вкладе в реакцию ($p, 3p$) механизма (рис.1в) не будет обсуждаться.

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

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

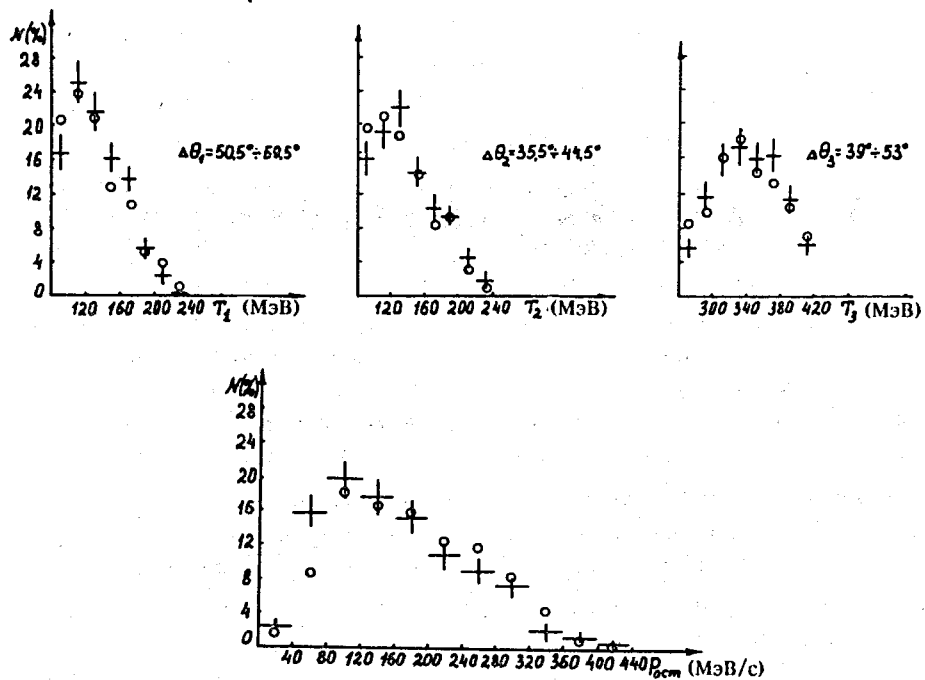


Рис. 3. Первая геометрия. Экспериментальные энергетические спектры вторичных протонов и импульсный спектр остаточных ядер (+). Расчетные распределения для диаграммы рис. 1а (O)

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. С учетом поправки на неупругое ядерное взаимодействие вторичных протонов в электродах искровых камер сечение реакции, отнесенное к интервалу $\Delta T_c = 590 \pm 650$ 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 $\Delta T_c = 430 \pm 650$ МэВ и $\Delta T_c = 590 \pm 650$ МэВ следует, что область спектра суммарной энергии $\Delta T_c \leq 590$ МэВ в основном обуславливается неупругим ядерным взаимодействием вторичных протонов с веществом электродов искровых камер.

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

Вторая геометрия опыта

$$\Delta\theta_1 = 31^\circ \pm 40^\circ; \Delta\theta_2 = 16^\circ \pm 25^\circ; \Delta\theta_3 = 72^\circ \pm 86^\circ;$$

$$\Delta T_1 = \Delta T_2 = \Delta T_3 = 140 \pm 300 \text{ МэВ};$$

$$\Delta\Omega_1 = \Delta\Omega_2 = 0,0241 \text{ ср.}; \Delta\Omega_3 = 0,0584 \text{ ср.}$$

Вторая геометрия на фазотроне близка к первой геометрии опыта, проведенного на синхроциклотроне [1]. Измерения в ней сделаны с целью проверки воспроизводимости результатов.

Во второй геометрии, в отличие от первой, подавление вклада в реакцию ($p, 3p$) диаграммы двухкратного неупругого взаимодействия с Δ^+ -изобарой в промежуточном состоянии снимается, так как быстрый протон, образующийся вместе с Δ^+ -изобарой в первом pp -соударении, может попасть как в угловой интервал $\Delta\theta_2$, так и в угловой интервал $\Delta\theta_1$. Среднее значение энергии этого протона лежит внутри энергетического интервала ΔT_2 или ΔT_1 регистрации протонов спектрометром.

Расчетная эффективность регистрации трехпротонных событий для диаграммы рис. 1а при переходе от первой геометрии ко второй уменьшается в 7 раз! Это уменьшение связано с тем, что значение средней энергии протона от первого соударения, попадающего в угловой интервал $\Delta\theta_1$ или $\Delta\theta_2$, лежит выше верхней границы энергетического интервала регистрации протонов первым и вторым плечами спектрометра.

Начиная со второй геометрии, вторичные протоны, регистрируемые третьим плечом спектрометра, являются кумулятивными.

За вычетом фона во второй геометрии зарегистрировано 606 трехпротонных событий. Их распределение по суммарной энергии вторичных протонов практически совпадает с аналогичным распределением для первой геометрии опыта [1] и поэтому здесь не приводится.

Экспериментальные энергетические спектры вторичных протонов и импульсные спектры остаточных ядер построены на основе 390 событий, заключенных в интервале $\Delta T_c = 590 \pm 650$ МэВ. Фонových событий в указанном интервале меньше 20%. Дифференциальные сечения реакции, отне-

сенные к интервалам $\Delta T_c = 430 \div 650$ МэВ и $\Delta T_c = 590 \div 650$ МэВ, с учетом поправок на ядерное взаимодействие вторичных протонов соответственно равны:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_1 \cdot d\Omega_2 \cdot d\Omega_3} = (2,00 \pm 0,40) \cdot 10^{-28} \text{ см}^2/\text{ср}^3,$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_1 \cdot d\Omega_2 \cdot d\Omega_3} = (1,90 \pm 0,45) \cdot 10^{-28} \text{ см}^2/\text{ср}^3.$$

Измеренные сечения в пределах погрешностей опыта не отличаются от соответствующих данных, полученных для первой геометрии опыта [1] на синхроциклотроне, если последние привести к тем же интервалам суммарной энергии вторичных протонов, что и во второй геометрии опыта на фазотроне.

При переходе от первой геометрии опыта на фазотроне ко второй измеренные сечения реакции уменьшаются почти в четыре раза, а расчетная эффективность регистрации трехпротонных событий для диаграммы рис. 1а, как указывалось выше, падает в семь раз. Этот факт является дополнительным подтверждением сделанного заключения о том, что в первой геометрии опыта на фазотроне главный вклад в реакцию дает механизм двухкратного квазиупругого pp -рассеяния. На рис. 4 сравниваются экспериментальные распределения — энергетические спектры вторичных протонов и импульсные спектры остаточных ядер — с расчетными распределениями для диаграмм рис. 1а и 1б, построенными на основе 130 и 504 вычисленных по методу случайных испытаний трехпротонных событий. Экспериментальные спектры показаны на рис. 4 крестами, а расчетные — светлыми кружками для диаграммы рис. 1а и треугольниками для диаграммы рис. 1б. Погрешности расчетных распределений для диаграммы рис. 1б равны экспериментальным погрешностям, погрешности расчетных распределений для диаграммы рис. 1а в два раза больше последних.

При розыгрыше первого взаимодействия для диаграммы рис. 1б учитывалось угловое распределение родившихся изобар, взятое из работы [4]. Сечение рождения изобар Δ^+ в pp -соударениях при энергии 660 МэВ составляет, согласно этой работе, 3 мб.

Как видно из рис. 4, расчетные данные для диаграммы рис. 1б хорошо описывают экспериментальные распределения. На основе такого же согласия экспериментальных распределений, полученных в первой геометрии опыта на синхроциклотроне, с расчетными распределениями для механизма (рис. 1б) мы в работе [1] сделали вывод о том, что основной вклад в реакцию дает именно этот механизм. Однако при продолжении опыта у нас возникли сомнения в правомерности этого вывода по двум причинам.

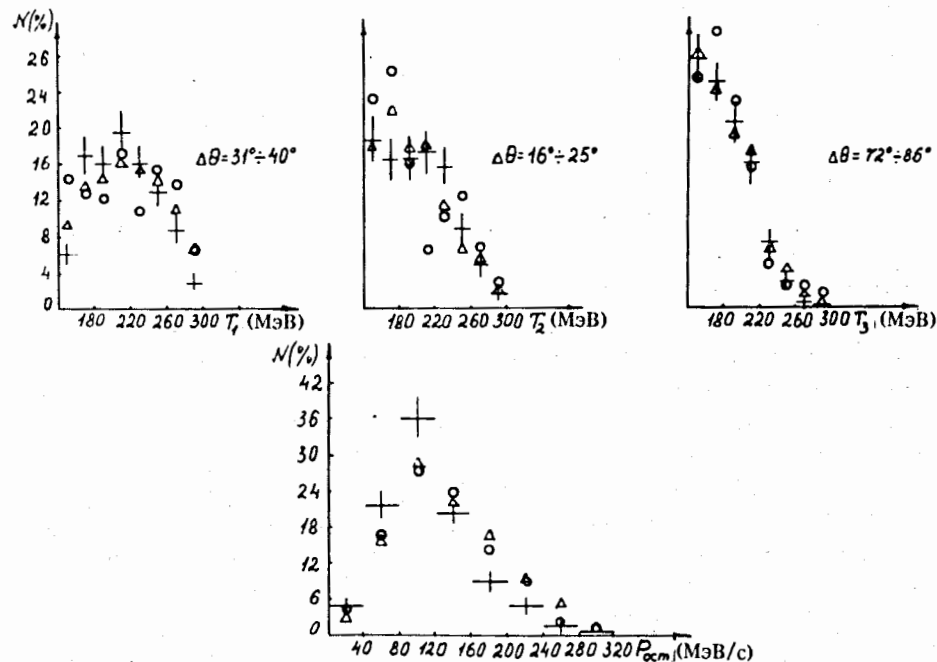


Рис. 4. Вторая геометрия. Экспериментальные и расчетные распределения для диаграмм рис. 1а (O) и рис. 1б (Δ)

Во-первых, сравнение экспериментальных распределений с расчетными для механизма двухкратного квазиупругого рассеяния (рис. 4) показывает, что нельзя исключить во второй геометрии опыта вклад в реакцию указанного механизма, так как большой разброс точек на расчетном энергетическом спектре вторичных протонов, регистрируемых второй искровой камерой, частично может быть обусловлен недостаточностью статистики вычисленных событий.

Во-вторых, после опубликования результатов нашего опыта на синхроциклотроне появилась теоретическая работа [5], в которой в приближении однопионного обмена вычислены сечения образования Δ^+ - и Δ^{++} -изобар в pp -соударениях, а также сечения взаимодействия изобар с нуклонами в зависимости от энергии. Вычисленные сечения рождения изобар Δ^+ и Δ^{++} оказались в хорошем согласии с появившимися позднее экспериментальными данными [4].

Для изобары с энергией 160 МэВ, которая близка к средней энергии изобар, рождающихся при соударении налетающего протона с ядерным

протоном при энергии 660 МэВ, вычисленные сечения поглощения, упругого и обменного рассеяния на протоне равны 10, 50 и 173 мб соответственно; аналогичные сечения на нейтроне равны 40, 18 и 193 мб. По данным розыгрыша средняя масса изобары составляет 1160 МэВ, так что при энергии 160 МэВ ее среднее время жизни равно $\tau \approx 1,25 \cdot 10^{-23}$ с. Из приведенных данных следует, что средний пробег изобары в ядерном веществе по отношению к рассеянию, распаду и поглощению составляет $\lambda_i \approx 0,32 \cdot 10^{-13}$ см, в то время как парциальный пробег изобары по отношению к поглощению ядерным протоном равен $\lambda \approx 20 \cdot 10^{-13}$ см. Получается, что из-за наличия интенсивно идущих конкурирующих каналов реакции вероятность поглощения Δ^+ -изобары в первом взаимодействии с ядерным протоном уменьшается в ~ 60 раз. Это уменьшение обуславливается в основном рассеянием изобары на ядерных нуклонах.

Представляет большой интерес сравнение вклада в реакцию так сильно подавляемого механизма (рис.1б) с возможным вкладом механизма (рис.1г). Примем, что сечение образования трех протонов при соударении протона с тесно коррелированной pp -парой равно сечению упругого pp -рассеяния и составляет 25 мб, а эффективное число пар (флуктонов) в ядре углерода согласно расчетам [6] возьмем равным 0,08. Учтя расчетные эффективности регистрации трехпротонных событий и предположив, что вероятность выхода трех протонов из ядра без последующих соударений одинакова для всех рассматриваемых механизмов, найдем, что вклады механизмов (рис.1б и 1г) относятся как 1:2.

Считая, что энергетическое распределение вторичных протонов для диаграммы рис.1г соответствует фазовому объему реакции, мы провели расчеты, результаты которых сравниваются с экспериментальными данными на рис.5. Расчетные распределения, построенные на основе 222 трехпротонных событий, на этом рисунке показаны черными кружками. В качестве импульсного распределения pp -пар в ядре углерода использовалось импульсное распределение квазидейтронов, полученное в [7] по прямому выбиванию дейтронов из того же ядра протонами с энергией 800 МэВ. Как видно из рис.3, согласие между экспериментальными и расчетными распределениями такое же удовлетворительное, как и для диаграммы рис.1б. Поэтому если вычисленные в работе [5] сечения обменного и упругого рассеяния Δ^+ -изобар на нуклонах достоверны и если существуют тесно коррелированные пары протонов в ядре, то во второй геометрии в принципе нельзя исключить наличие вклада в реакцию ($p, 3p$) механизма (рис.1г).

Однако поскольку сделанные оценки относительных вкладов в реакцию диаграмм рис.1а, 1б и 1г имеют сугубо приближенный характер, согласие расчетных распределений для механизма (рис.1г) с экспериментальными распределениями нельзя считать доказательством наличия вклада ука-

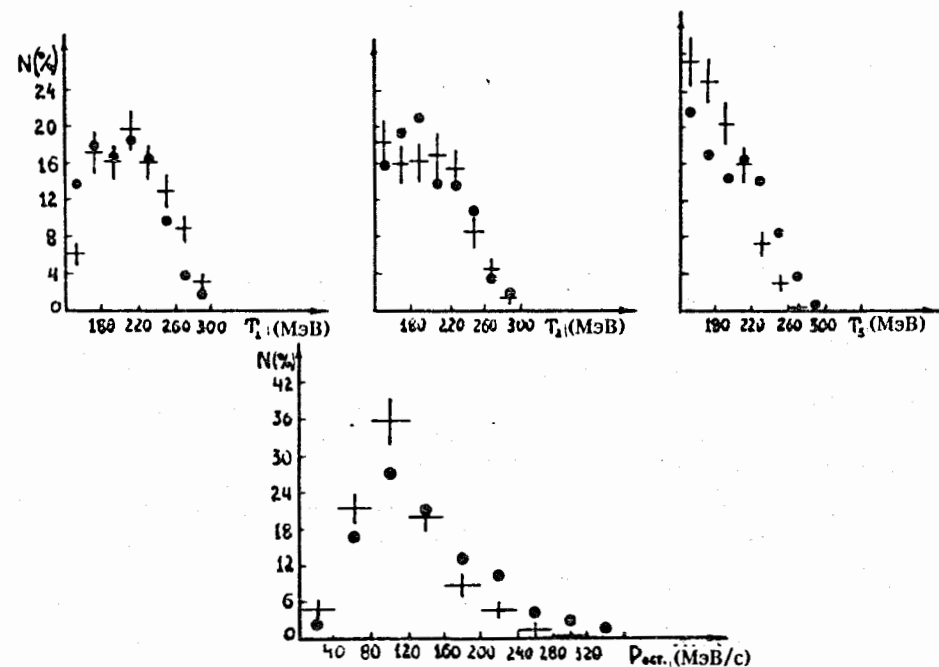


Рис.5. Вторая геометрия. Экспериментальные и расчетные распределения для диаграммы рис.1г (•)

занного механизма в реакцию ($p, 3p$). Равным образом нельзя решить, действительно ли так сильно подавляется вклад в реакцию диаграммы рис.1б Δ^+ -изобарой в промежуточном состоянии. Сравнение экспериментальных сечений с расчетными для диаграмм рис.1а и 1б показывает, что такое сильное подавление вклада, по всей видимости, отсутствует. Таким образом, во второй геометрии опыта основной вклад в реакцию могут давать диаграммы рис.1а и рис.1б. Вклад диаграммы рис.1г может сравниться с вкладом диаграммы рис.1б только при сильном подавлении последнего. Но в этом случае главный вклад в реакцию будет давать диаграмма рис.1а.

Чтобы разобраться в возникшей ситуации, было решено провести измерение на спектрометре еще в двух геометриях: в третьей геометрии при энергии 660 МэВ, когда вклад в реакцию двухкратного квазиупругого рассеяния подавлен не менее чем на порядок по сравнению со второй геометрией, и в четвертой геометрии при энергии 350 МэВ, когда вклад диаграммы рис.1а подавлен так же, как и в третьей геометрии, а вклад диаграммы

рис.1б падает примерно на порядок из-за уменьшения сечения образования Δ^+ -изобар в pp -соударении.

Третья геометрия опыта

$$\Delta\theta_1 = 20,5^\circ \div 25^\circ; \Delta\theta_2 = 16^\circ \div 20,5^\circ; \Delta\theta_3 = 93^\circ \div 107^\circ;$$

$$\Delta T_1 = \Delta T_2 = 150 \div 310 \text{ МэВ}; \Delta T_3 = 100 \div 240 \text{ МэВ};$$

$$\Delta\Omega_1 = \Delta\Omega_2 = 0,0121 \text{ ср.}; \Delta\Omega_3 = 0,0584 \text{ ср.}$$

Третья геометрия опыта практически совпадает с геометрией квазиупругого рассеяния протона на ядерном квазидейтроне. В ней за вычетом фоновых событий набрано 300 трехпротонных событий. Вклад фоновых событий не превышает 15%. Экспериментальные распределения для интервала суммарной энергии $\Delta T_c = 590 \div 650 \text{ МэВ}$ построены на основе 150 событий.

Измеренные дифференциальные сечения для интервалов суммарной энергии $\Delta T_c = 430 \div 650 \text{ МэВ}$ и $\Delta T_c = 590 \div 650 \text{ МэВ}$ с учетом поправок на ядерное взаимодействие вторичных протонов равны:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_1 \cdot d\Omega_2 \cdot d\Omega_3} = (2,8 \pm 0,7) \cdot 10^{-28} \text{ см}^2/\text{ср}^3,$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_1 \cdot d\Omega_2 \cdot d\Omega_3} = (2,0 \pm 0,5) \cdot 10^{-28} \text{ см}^2/\text{ср}^3.$$

В данном случае расчеты проведены для диаграмм рис.1а, 1б и 1г. Для первого механизма на основе 5780 тысяч испытаний получено 85 событий, удовлетворяющих критериям отбора по углам вылета вторичных протонов, но среди них не найдено ни одного события, удовлетворяющего критериям отбора по энергии. Если принять, что условию отбора по энергии удовлетворяет одно событие, то найдено, что при переходе от второй геометрии к третьей эффективность регистрации событий убывает в 27 раз, а по сравнению с первой геометрией — более чем на два порядка. В таблице представлено распределение 85 разыгранных событий по импульсу остаточного ядра.

Видно, что распределение практически начинается только с импульса более 80 МэВ/с, а его максимум лежит в области 200 + 220 МэВ/с. Этим оно сильно отличается от экспериментального распределения, представленного на рис.6. В том случае, когда удовлетворяются условия отбора событий не только по углам вылета, но и по энергиям вторичных протонов, расхождение расчетного импульсного спектра остаточных ядер с экспериментальным спектром может только усилиться, так как импульсы ядерных протонов, участвующих в первом и втором соударениях, до соударений должны быть больше 300 + 350 МэВ/с. Таким образом, расчетная оценка вклада и

Таблица

$P_{\text{ост.}}, \text{ МэВ/с}$	Количество событий	$P_{\text{ост.}}, \text{ МэВ/с}$	Количество событий
0 + 40	0	240 + 280	7
40 + 80	2	280 + 320	8
80 + 120	7	320 + 360	1
120 + 160	15	360 + 400	1
160 + 200	22	400 + 440	1
200 + 240	21	440 + 480	0

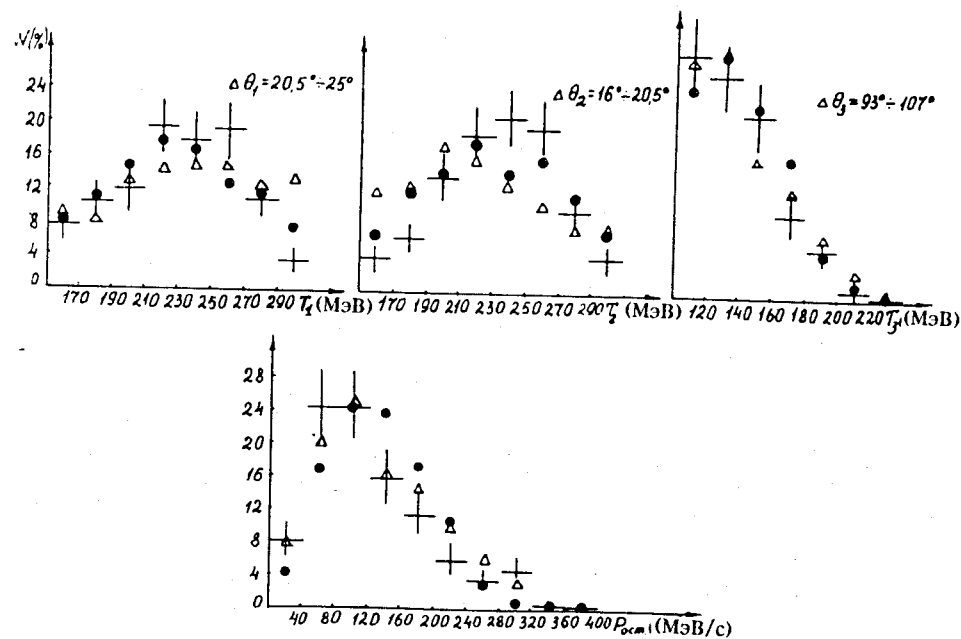


Рис.6. Третья геометрия. Экспериментальные и расчетные распределения для диаграмм рис.1б и рис.1г

вид импульсного спектра исключают сколько-нибудь заметный вклад в реакцию для третьей геометрии механизма двухкратного квазиупругого рассеяния.

На рис.6 проводится сравнение экспериментальных спектров с расчетными для диаграмм рис.1б и 1г. В пределах погрешностей опыта и расчета

распределения согласуются между собой. Поэтому вклады механизмов рис.1б и 1г по виду расчетных распределений разделить нельзя.

Поскольку расчетная эффективность регистрации трехпротонных событий для диаграммы рис.1б при переходе от второй геометрии к третьей остается неизменной, а для диаграммы рис.1г возрастает почти в три раза, отношение вкладов указанных диаграмм при условии справедливости сделанных предположений в третьей геометрии должно быть около 1:6. Однако то обстоятельство, что измеренные сечения реакции в пределах погрешностей не отличаются друг от друга, не свидетельствует в пользу очень сильного подавления вклада в реакцию механизма (рис.1б) с изобарой Δ^+ в промежуточном состоянии. Но для того, чтобы это заключение сделать более определенным, в третьей геометрии необходимо существенно повысить точность измерения дифференциального сечения реакции.

Четвертая геометрия ($T_0 = 350$ МэВ)

$$\Delta\theta_1 = 18^\circ \div 22,5^\circ; \Delta\theta_2 = 22,5^\circ \div 27^\circ; \Delta\theta_3 = 85,5^\circ \div 99,5^\circ;$$

$$\Delta T_1 = \Delta T_2 = 90 \div 180 \text{ МэВ}; \Delta T_3 = 60 \div 120 \text{ МэВ};$$

$$\Delta\Omega_1 = \Delta\Omega_2 = 0,0121 \text{ ср.}; \Delta\Omega_3 = 0,0584 \text{ ср.}$$

При изменении энергии падающих на мишень протонов от 660 до 350 МэВ выход реакции мезонообразования на ядре углерода под действием протонов падает почти на порядок. Приняв такую же энергетическую зависимость для образования Δ^+ -изобар, получаем для сечения рождения указанных частиц при энергии 350 МэВ значение $\sim 0,3$ мб. Что касается сечения однократного соударения налетающего протона с ядерной pp -парой, то оно при переходе от энергии 660 МэВ к энергии 350 МэВ, по всей вероятности, изменится мало. Подавление вклада диаграммы рис.1б в реакцию из-за наличия интенсивно-идущих параллельно с поглощением изобары протонном конкурирующих процессов согласно вычислениям [5] при энергии 350 МэВ останется на том же уровне, что и при энергии 660 МэВ. Далее, как следует из сделанной нами оценки, в четвертой геометрии по сравнению с третьей поглощение вторичных протонов в ядре-мишени увеличится примерно в три раза, а эффективность регистрации трехпротонных событий для диаграммы рис.1б упадет более чем на порядок, для диаграммы рис.1г — в четыре раза. Таким образом, в четвертой геометрии вклад диаграммы рис.1г в реакцию должен быть близок к 100%. Если это действительно так, то при переходе от третьей геометрии к четвертой выход реакции должен упасть примерно на порядок. Если же допустить, что в третьей геометрии

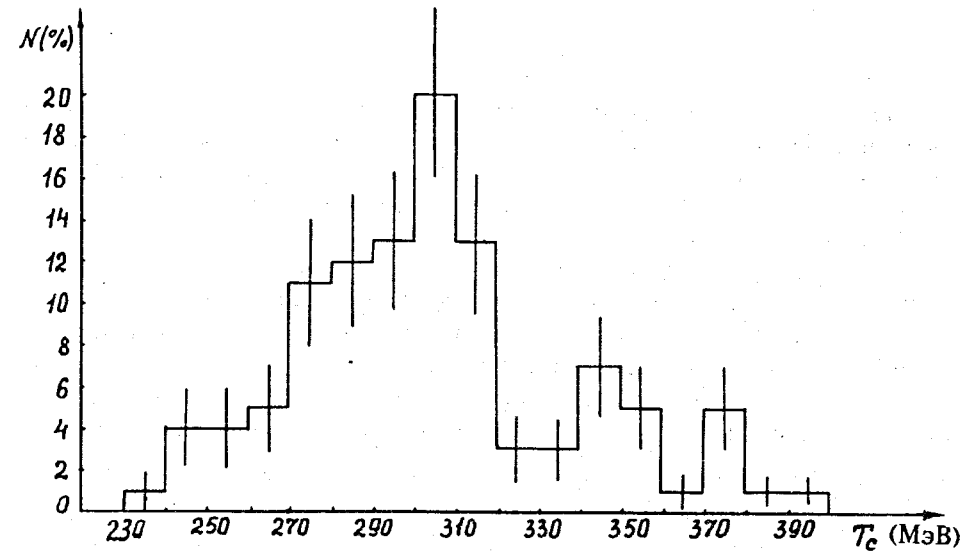


Рис.7. Четвертая геометрия. Экспериментальный спектр суммарной энергии вторичных протонов

опыта вклад в реакцию дает только механизм (рис.1б), то выход реакции в четвертой геометрии должен упасть более чем на два порядка.

Измерения в четвертой геометрии не завершены. Удалось провести всего два восьмичасовых сеанса на ускорителе, в ходе которых зарегистрировано 114 трехпротонных событий. Их распределение по суммарной энергии вторичных протонов, не исправленное на фоновые события, представлено на рис.7. Из рисунка видно, что при значении суммарной энергии $T_c = 320$ МэВ отчетливо проявляется верхняя граница спектра, соответствующая выбиванию пары протонов с P -оболочки ядра углерода.

Воспользовавшись данными работы [8] по сечениям испускания ядром углерода протонов под углами 30° и 40° под действием протонов с энергией 350 МэВ, мы сделали оценку дифференциальных сечений реакции (p , $3p$) в четвертой геометрии опыта. С учетом поправок на ядерное взаимодействие вторичных протонов полученные оценки сечений равны:

$$\Delta T_c = 220 + 340 \text{ МэВ}; \frac{d^3\sigma}{d\Omega_1 \cdot d\Omega_2 \cdot d\Omega_3} \cong 0,8 \cdot 10^{-29} \text{ см}^2/\text{ср}^3,$$

$$\Delta T_c = 280 + 340 \text{ МэВ}; \frac{d^3\sigma}{d\Omega_1 \cdot d\Omega_2 \cdot d\Omega_3} \cong 0,6 \cdot 10^{-29} \text{ см}^2/\text{ср}^3.$$

Измеренные сечения в 30 — 40 раз меньше соответствующих сечений в третьей геометрии опыта. Сечения меньше ожидаемых для случая, когда в третьей геометрии вклад в реакцию дает только механизм (рис. 1г), и больше ожидаемых для случая, когда в третьей геометрии дает вклад только механизм (рис. 1б).

Хотя мы и рассматриваем оценки сечений как предварительные, они могут указывать, что подавление вклада механизма (рис. 1б) в реакцию (p , $3p$) слабее, чем это следует из данных работы [5] по вычислению сечений взаимодействия Δ^+ -изобар с нуклонами.

Количество зарегистрированных трехпротонных событий в интервале суммарных энергий $\Delta T_c = 280 + 340$ МэВ очень мало для построения сколько-нибудь надежных энергетических спектров вторичных протонов. Но если бы статистика событий была больше в 5 — 10 раз, она позволила бы сделать более определенные заключения, так как в четвертой геометрии, согласно проведенному расчету, энергетические спектры вторичных протонов для диаграммы рис. 1б и 1г начинают различаться.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Получены первые данные в кинематически полном опыте по исследованию механизмов реакции (p , $3p$) прямого выбивания пар протонов из ядра углерода протонами с энергией 660 МэВ с помощью трехплечного искрового спектрометра. На основе анализа свыше 1000 событий, попадающих в интервал суммарной энергии трех вторичных протонов $\Delta T_c = 590 + 650$ МэВ, сделаны следующие выводы.

— В первой геометрии опыта главный вклад в реакцию (p , $3p$) дает механизм двухкратного квазиупругого pp -рассеяния.

— Во второй геометрии наряду с вышеуказанным механизмом вклад в реакцию может давать механизм с изобарой Δ^+ в промежуточном состоянии. Если сечения упругого и обменного рассеяния изобары Δ^+ нуклонами имеют такие большие значения, которые получены в теоретическом расчете [5], вклад диаграммы с изобарой Δ^+ в реакцию сильно уменьшается и может стать даже сравнимым с вкладом механизма однократного рассеяния протона тесно коррелированной ядерной pp -парой (или шестикварковым флуконом). Однако величины измеренных сечений реакции не свидетель-

ствуют в пользу такого сильного подавления вклада механизма с изобарой Δ^+ .

— В третьей и четвертой геометриях вклад в реакцию механизма двухкратного квазиупругого pp -рассеяния практически отсутствует. Основной вклад в реакцию в данном случае дает диаграмма рис. 1б и, возможно, диаграмма рис. 1г.

— Механизм реакции (рис. 1в) с образованием π^0 -мезона и последующим его захватом ядерным протоном во всех геометриях опыта не дает заметного вклада в реакцию.

— Данные опыта не противоречат наличию механизма однократного соударения налетающего протона с тесно коррелированной ядерной pp -парой (или шестикварковым флуконом).

2. Продолжение исследований со значительным увеличением статистики трехпротонных событий представляет большой научный интерес, особенно с точки зрения поиска одноступенчатого механизма взаимодействия налетающего протона с ядерной pp -парой (или шестикварковым флуконом) и получения количественной оценки сечений взаимодействия изобары Δ^+ с ядерными нуклонами.

Авторы выражают искреннюю признательность механикам и лаборантам Л.М.Дорошенко, В.В.Ермакову, Р.Е.Русакову, Р.В.Столупиной и Е.Е.Фадеевой за обслуживание экспериментальной установки и обработку फिल्मовой информации.

ЛИТЕРАТУРА

1. Надеждин В.С. и др. — ЯФ, 1984, т.40, с.27.
2. Будяшов Ю.Г. и др. — Сообщение ОИЯИ Р1-91-439, Дубна, 1991; Сообщение ОИЯИ Р1-92-13, Дубна, 1992.
3. Kullander S. et al. — Nucl. Phys., 1971, A173, p.357.
4. Shimizu F. et al. — Nucl. Phys., 1982, A325, p.571; Nucl. Phys., 1982, A389, p.445.
5. Барашенков В.С., Костенко Б.Ф. — Сообщение ОИЯИ 4-84-761, Дубна, 1984.
6. Неудачин В.Г., Чувильский Ю.М. — ЯФ, 1987, т.46, с.448. Кургалин С.Д., Чувильский Ю.М. — ЯФ, 1989, т.49, с.226.
7. Miake Y. et al. — Phys. Rev., 1985, C31, p.2168.
8. Cladis J.V. et al. — Phys. Rev., 1952, 87, p.425.

Рукопись поступила в издательский отдел
8 декабря 1992 года.