

сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
Дубна

1213/2-81

9/III-81

P1-80-827

В.С.Надеждин, Н.И.Петров, В.И.Сатаров

О МЕХАНИЗМЕ РЕАКЦИИ
ПРЯМОГО ВЫБИВАНИЯ ПАР ПРОТОНОВ
ИЗ ЯДЕР ЛИТИЯ И УГЛЕРОДА ПРОТОНАМИ
ПРИ ЭНЕРГИИ 640 МэВ

1980

Результаты экспериментального исследования реакции (p, 3p) на ядрах-мишенях ${}^6\text{Li}$ и ${}^{12}\text{C}$ для геометрии опыта, близкой к геометрии упругого рассеяния протонов дейтронами /первая геометрия/, нами уже частично опубликованы /1/. При продолжении опыта в этой же геометрии в два раза увеличена статистика событий для ядер ${}^6\text{Li}$ и ${}^{12}\text{C}$ и проведены измерения сечений реакции для ядер-мишеней Al и Cu. Кроме того, для углеродной мишени выполнены измерения в геометрии, заметно отличающейся от геометрии упругого рассеяния протонов дейтронами /вторая геометрия/. Получен также небольшой экспериментальный материал для геометрии, отличающейся от предыдущей только значением интервала углов испускания третьего протона /третья геометрия/. Условия опыта характеризуются следующими значениями интервалов углов испускания и энергетических интервалов для вторичных протонов, внутри которых протоны регистрируются экспериментальной установкой.

Первая геометрия

$$\Delta\theta_1 = 18^\circ \div 27^\circ; \quad \Delta\theta_2 = 27^\circ \div 36^\circ; \quad \Delta\theta_3 = 72^\circ \div 88^\circ;$$

$$\Delta T_1 = 140 \div 315 \text{ МэВ}; \quad \Delta T_2 = 140 \div 315 \text{ МэВ}; \quad \Delta T_3 = 140 \div 315 \text{ МэВ}.$$

Вторая геометрия

$$\Delta\theta_1 = 21^\circ 30' \div 37^\circ; \quad \Delta\theta_2 = 46^\circ 50' \div 62^\circ 20'; \quad \Delta\theta_3 = 57^\circ \div 73^\circ;$$

$$\Delta T_1 = 80 \div 280 \text{ МэВ}; \quad \Delta T_2 = 80 \div 240 \text{ МэВ}; \quad \Delta T_3 = 150 \div 360 \text{ МэВ}.$$

Третья геометрия

$$\Delta\theta_1 = 21^\circ 30' \div 37^\circ; \quad \Delta\theta_2 = 46^\circ 50' \div 62^\circ 20'; \quad \Delta\theta_3 = 77^\circ \div 93^\circ$$

$$\Delta T_1 = 80 \div 280 \text{ МэВ}; \quad \Delta T_2 = 80 \div 240 \text{ МэВ}; \quad \Delta T_3 = 150 \div 360 \text{ МэВ}.$$

При всех геометриях опыта первая и вторая камеры располагались слева от пучка протонов, а третья камера - справа от пучка. Для всех геометрий характерно, что вторичные протоны уносят сравнимые энергии. В эксперименте зарегистрировано более 3500 событий реакции (p, 3p).

В настоящем сообщении на основе экспериментальных данных, полученных для литиевой и углеродной мишеней, обсуждаются возможные механизмы реакции (p, 3p). Установление механизма указанной реакции представляет значительный интерес для изучения

корреляции нуклонов в ядрах и выяснения природы кумулятивного эффекта в области энергий до 1 ГэВ.

При описании реакции неупругого рассеяния протонов дейтронами $pd \rightarrow ppp$ в области энергий до 1 ГэВ рассматриваются следующие диаграммы: полюсная диаграмма, диаграмма с перерасеянием нуклонов, диаграмма с изобарой Δ_{33} в промежуточном состоянии и треугольная диаграмма с обменом пионом. Мы обсудим перечисленные диаграммы для реакции $(p, 3p)$ применительно к условиям нашего опыта /рис.1/.

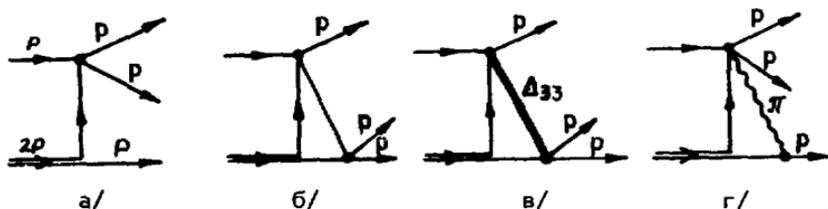


Рис.1

Полюсный механизм /рис.1а/, дающий основной вклад в реакцию $pd \rightarrow ppp$, от других перечисленных механизмов отличается тем, что в нем один из ядерных протонов непосредственно не участвует в соударении и поэтому уносит небольшую энергию по сравнению с энергией, уносимой другими протонами. Указанный механизм в условиях нашего опыта из-за высоких энергетических порогов регистрации вторичных протонов и отличия взаимного расположения двух любых камер из трех от геометрии однократного квазиупругого рассеяния нуклонов не может давать заметного вклада в зарегистрированные события.

Для диаграммы с перерасеянием /рис.1б/ осуществление реакции наиболее вероятно, когда один из протонов от первого рассеяния попадает во вторую камеру. В данном случае для первой геометрии второй протон после первого рассеяния будет иметь угол вылета $\theta \approx 50^\circ$. Чтобы два протона после перерасеяния попали по одному в первую и третью камеры, они должны иметь относительно направления $\theta = 50^\circ$ углы вылета около 70° и около 30° соответственно. Тогда средняя энергия протонов, регистрируемых третьей камерой, должна быть значительно больше средней энергии протонов, попадающих в первую камеру. Но, как видно из рис.2-4, на которых представлены измеренные энергетические спектры протонов для первой геометрии опыта /суммированные по мишеням ${}^6\text{Li}$ и ${}^{12}\text{C}$ /, имеет место обратная картина. Она указывает на сильное подавление вклада процесса, изображенного на диаграмме 1б, в условиях нашего опыта. Проведенная нами количественная оценка вклада механизма с перерасеянием подтверждает это заключение. Задавшись для случая углеродной мишени

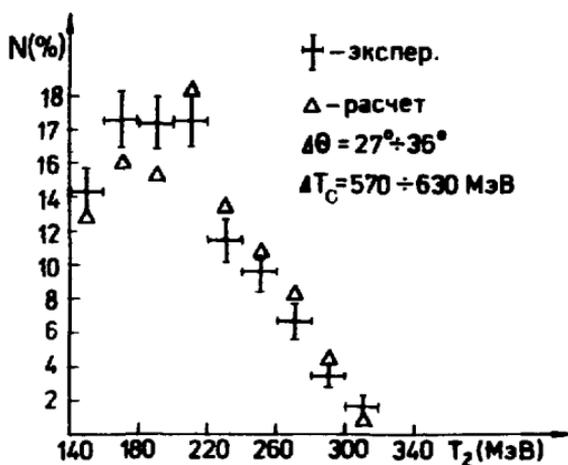


Рис.2. Энергетический спектр протонов.

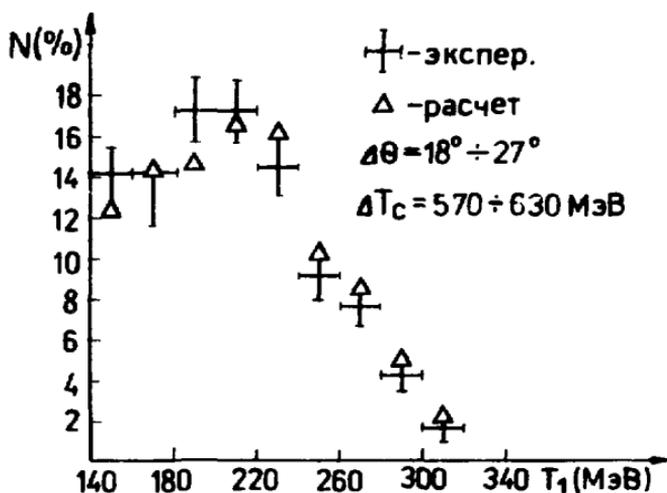


Рис.3. Энергетический спектр протонов.

энергетическим спектром и потоком протонов от первого рассеяния через вторую камеру /по данным измерений / σ / сечений однократного квазиупругого рассеяния протонов с энергией 660 МэВ под углом 30° /, мы вычислили по методу случайных испытаний вероятность попадания двух протонов от квазиупругого

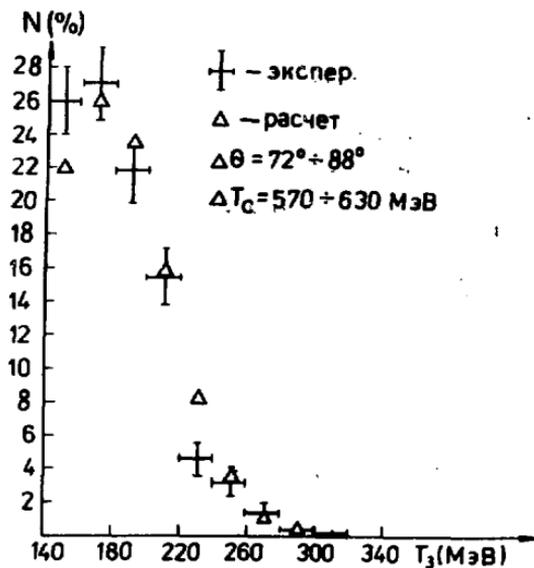


Рис. 4. Энергетический спектр протонов.

перерасеяния в первую и третью камеры. В итоге было найдено, что вклад процесса, представленного диаграммой 16, находится на уровне нескольких процентов. Здесь, как и в случае полюсной диаграммы, подавление вклада обусловлено наличием высоких энергетических порогов регистрации протонов и отличием относительного расположения двух любых камер от геометрии однократного квазиупругого рассеяния.

Для процесса, описываемого диаграммой с изобарой Λ_{33} в промежуточном состоянии /рис.1в/, подавление вклада по этой причине в существенной мере ослабляется, так как при неупругом рассеянии изобары на нуклоне реализуется значительно большая энергия, чем при перерасеянии нуклонов /см. диаграмму рис.1б/. Чтобы проверить, допускают ли условия нашего опыта образование изобары в соударении налетающего протона с ядерным протоном, нами были произведены вычисления массы промежуточной частицы по событиям с суммарной энергией трех вторичных протонов в интервале $\Delta T_c = 540 \pm 630$ МэВ. При вычислениях предполагалось, что как в вершине образования изобары, так и в вершине ее неупругого соударения с протоном наряду с балансом импульсов выполняется также баланс энергии, если учесть импульс остаточного ядра ($P_{ост}$) и энергию отделения двух протонов от ядра ($E_{отд}$). Так как в каждой из этих вершин две частицы находятся на массовой поверхности и энергия отделения протонов от ядра мала по сравнению с энергией падающего протона, сделанное предположение не будет очень грубым. При начальной энергии 640 МэВ протон и изобара, образующиеся в первом соударении, летят под небольшим углом к лучу протонов. Поэтому в формулу для определения массы промежуточной частицы по вершине, в которой она рассеивается на ядерном нуклоне, необходимо подставлять значения энергий и импульсов протонов, попадающих во

вторую и третью камеры:

$$M_{\text{цп}} = \left[(E_2 + E_3 - m_p + \frac{1}{2} E_{\text{отд}})^2 - (\bar{P}_2 + \bar{P}_3 + \frac{1}{2} \bar{P}_{\text{ост}})^2 \right]^{1/2} \quad /1/$$

В выражении /1/ предполагается, что энергия отделения пары протонов от ядра и суммарный импульс пары ядерных протонов делятся поровну между протонами.

Результаты вычислений представлены на рис. 5. Гистограмма рис. 5а построена по событиям для ядер-мишеней ${}^6\text{Li}$ и ${}^{12}\text{C}$, полученным в первой геометрии опыта; гистограммы рис. 2б и 2в - по событиям для углеродной мишени во второй и третьей геометрии соответственно. При вычислении массы промежуточной частицы по балансам импульса и энергии в вершине, в которой она образуется, получают близкие данные, но для каждого конкретного события найденное значение массы на 10 ± 30 МэВ больше, чем в первом случае.

Из рис. 5 видно, что во всех случаях масса промежуточной частицы значительно больше массы протона; но только для гистограммы рис. 5в значение массы изобары $M(\Lambda_{33}) \approx 1236$ МэВ лежит посередине распределения. Эту картину можно понять, если принять во внимание значение начальной энергии протона и полученные в опыте импульсные распределения остаточных ядер. Протон с энергией 640 МэВ на свободном нуклоне может образовывать частицу с максимальной массой $M = 1230$ МэВ. При соударении протона со связанным нуклоном указанное выше значение массы уменьшается примерно на величину энергии отрыва нуклона от ядра, составляющую в нашем случае несколько десятков МэВ. Поскольку для событий, по которым построена гистограмма рис. 5а, направления импульсов пар ядерных протонов до соуда-

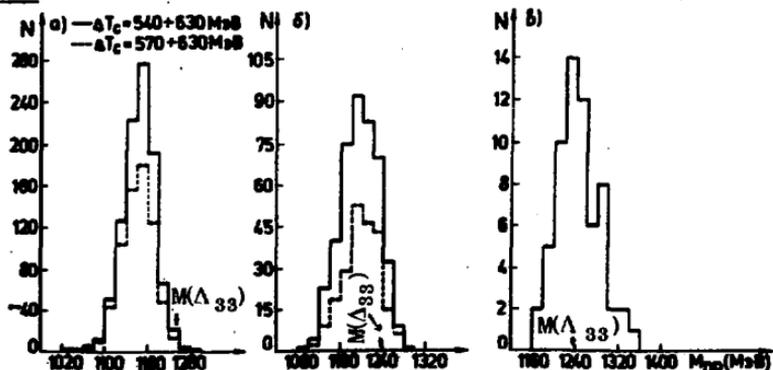


Рис. 5. Спектры масс промежуточной частицы: а/ $\Delta\theta_1 = 18^\circ \pm 27^\circ$, $\Delta\theta_2 = 27^\circ \pm 36^\circ$, $\Delta\theta_3 = 72^\circ \pm 88^\circ$; б/ $\Delta\theta_1 = 21,5^\circ \pm 37^\circ$, $\Delta\theta_2 = 46,8^\circ \pm 62,3^\circ$, $\Delta\theta_3 = 57^\circ \pm 73^\circ$; в/ $\Delta\theta_1 = 21,5^\circ \pm 37^\circ$, $\Delta\theta_2 = 46,8^\circ \pm 62,3^\circ$, $\Delta\theta_3 = 77^\circ \pm 93^\circ$.

рения сосредоточены в основном в угловом интервале около 90° , то добавка к массе промежуточной частицы за счет увеличения полной энергии падающего и ядерного протонов в системе их центра инерции будет невелика. Поэтому для первой геометрии опыта и реализуется спектр масс промежуточной частицы, верхняя граница которого примыкает к значению массы $M(\Delta_{33}) = 1236$ МэВ. При переходе от первой геометрии опыта ко второй и от второй к третьей для событий реакции $(p, 3p)$ растет абсолютная величина импульса пары ядерных протонов и угловое распределение этих импульсов смещается в заднюю полусферу, приближаясь к направлению против лучка протонов. В результате полная энергия падающего и ядерного протонов в системе их центра инерции увеличивается и соответственно спектры масс промежуточной частицы смещаются в сторону больших масс, что мы и видим на рис. 5. Таким образом, кинематика зарегистрированных событий допускает образование изобары Λ_{33} в промежуточном состоянии.

На рис. 2-4 треугольниками показаны энергетические спектры, вычисленные для первой геометрии опыта с учетом экспериментального импульсного распределения остаточных ядер и в предположении, что вероятность конфигурации трех вторичных протонов определяется ее статистическим весом. Ошибки расчетных спектров /не показанные на рисунках/ близки к значениям экспериментальных ошибок. Близость экспериментальных и вычисленных спектров, по нашему мнению, служит дополнительным указанием в пользу диаграммы с изобарой Λ_{33} в промежуточном состоянии, так как замена протона на диаграмме рис. 1б на изобару Λ_{33} приводит к существенному увеличению количества возможных состояний системы из трех вторичных протонов.

Проведенное обсуждение показывает, что наиболее предпочтительный механизм реакции $(p, 3p)$ в условиях нашего опыта показан на рис. 1в с изобарой Λ_{33} в промежуточном состоянии. В условиях нашего опыта средний распадный пробег изобары меньше 10^{-13} см. Поэтому для осуществления реакции необходимо, чтобы среднее расстояние между ядерными протонами тоже было меньше 10^{-13} см, т.е. меньше среднего расстояния между ядерными нуклонами.

Сделанный нами вывод о механизме реакции находится в согласии с результатами исследований $^{3/2}$ реакции $d p \rightarrow p p p$ при импульсе дейтронов 1,67 ГэВ/с. В этих исследованиях показано, что для событий, когда в системе покоя дейтрона наименее энергичная вторичная частица имеет энергию более половины максимально возможной для угла ее испускания, то спектр масс промежуточной частицы близок к спектру изобары Δ_{33} . Но, как и в случае спектров рис. 5а и 5б, максимум спектра $^{3/2}$ смещен относительно массы изобары $M(\Delta_{33}) = 1236$ МэВ в сторону меньших значений масс.

Сделанный вывод находится также в соответствии с теоретической работой/4/, в которой на основе сравнения результатов вычислений с экспериментальными данными по реакции $p d \rightarrow p p n$ сделано заключение, что в области энергий от 400 МэВ до 1 ГэВ основной вклад в упругое рассеяние протонов дейтронами в заднюю полусферу дает резонансный механизм с изобарой Δ_{33} в промежуточном состоянии.

Что касается треугольной диаграммы с обменом пионом/рис.1г/, то о ее вкладе сколько-нибудь определенное заключение сделать нельзя, поскольку отсутствует возможность сравнения измеренных энергетических спектров и угловых корреляций испускания вторичных протонов с соответствующими теоретическими распределениями. По этой причине и для рассмотренных трех диаграмм/рис.1/ проведенный анализ является качественным и сделанные выводы нуждаются в уточнении.

В частности, нельзя исключить, что упомянутая выше близость экспериментальных и расчетных энергетических спектров вторичных протонов не связана с вкладом в реакцию диаграммы с изобарой Δ_{33} в промежуточном состоянии, а обусловлена свойствами взаимодействия быстрых нуклонов с парами ядерных нуклонов, находящихся на малых расстояниях друг от друга.

В заключение авторы выражают благодарность Л.М.Дорошенко, В.В.Ермакову, Г.Ф.Исаеву, Н.Н.Лебедеву, Р.В.Столупиной, Е.Е.Фадеевой за измерение снимков с камер и обслуживание экспериментальной установки; А.М.Розановой - за помощь в работе и Б.М.Головину - за многочисленные обсуждения результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Надеждин В.С. и др. Письма в ЖЭТФ, 1979, 29, с.436.
2. Ажгирей Л.С. и др. ОИЯИ, Р-270, Дубна, 1959.
3. Глаголев В.В. и др. ОИЯИ, Р1-12907, Дубна, 1979.
4. Кондратюк Л.А., Лев Ф.М., Шевченко Л.В. ЯФ, 1979, 29, с.1081.

Рукопись поступила в издательский отдел
17 декабря 1980 года.