



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

96-122

P1-96-122

Й.Главачова¹, В.В.Глаголев, А.К.Качарава², С.А.Кушпиль,
Н.Б.Ладыгина, Р.М.Лебедев, А.Г.Мамулашвили²,
Г.Мартинска³, М.С.Ниорадзе², Б.Пастирчак⁴, Т.Семярчук⁵,
Й.Урбан³, К.У.Хайретдинов⁶, М.С.Хвастунов

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИИ $DP \rightarrow P\pi^+NN$

Направлено в журнал «Ядерная физика»

¹Технический университет, Кошице, Республика Словакия

²Институт физики высоких энергий, Тбилисский государственный университет, Тбилиси, Грузия

³Университет им.П.Й.Шафарика, Кошице, Республика Словакия

⁴Институт экспериментальной физики Словацкой академии наук, Кошице, Республика Словакия

⁵Институт ядерной физики, Варшава, Польша

⁶Физический институт академии наук им.П.Н.Лебедева, Москва, Россия

1996

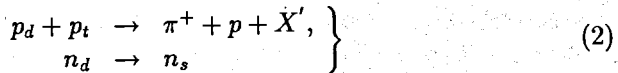
ВВЕДЕНИЕ

В последнее десятилетие во взаимодействии нуклонов с ядрами был выявлен механизм коллективного возбуждения $\Delta(1232)$ -изобары в ядрах [1]-[2]. Этот механизм проявляется в сдвиге Δ -пика в сторону меньших энергий возбуждения, его уширении и в резком возрастании сечения на нуклон по сравнению с квазисвободным возбуждением изобары. Во взаимодействии протон-дейтрон эффекты коллективного возбуждения Δ -изобары практически отсутствуют, главным образом имеет место квазисвободное возбуждение изобары. Большой выход изобар отмечен, например, в дейтрон-протонном взаимодействии в работе, посвященной поиску $\Delta\Delta$ -компоненты в дейтроне [3]. Целью данной работы было исследование в условиях 4 π -геометрии влияния ферми-движения квазисвободного протона из дейтрона на параметры реакции с рождением Δ -изобары. В работе представлены результаты исследования реакции



при импульсе налетающего дейтрона 3,34 ГэВ/с. Работа выполнена на основе анализа 43 тысяч событий реакции (1), зарегистрированных в 100-см жидководородной пузырьковой камере Лаборатории высоких энергий Объединенного института ядерных исследований.

Ввиду малости энергии связи нуклонов в дейтроне можно полагать, что в реакции (1) взаимодействует с мишенью один из нуклонов, а другой нуклон, так называемый нуклон-спектатор, не участвует во взаимодействии. При этом процесс (1) сводится к реакциям квази-pp-столкновения

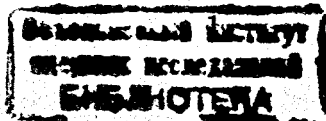


и квази-pn-столкновения



где p_d и n_d - протон- и нейтрон-снаряды, входящие в состав налетающего дейтрона, p_s и n_s - спектаторы (протон и нейтрон), p_t - протон-мишень, X' и X'' - совокупности нерегистрируемых нейтральных частиц.

На рис.1 представлен импульсный спектр вторичных протонов из реакции (1) в системе покоя налетающего дейтрона (распределение "а"). В низкоимпульсной части спектра виден четкий пик протонов-спектаторов, который обусловлен вкладом реакции (3). На том же рисунке приведен импульсный спектр протонов-спектаторов, взятый из реакции



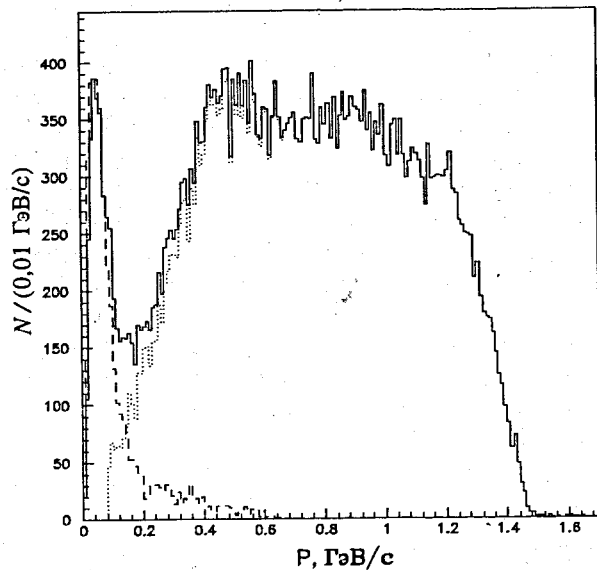


Рис.1. Импульсный спектр вторичных протонов в системе покоя налетающего дейтрона:

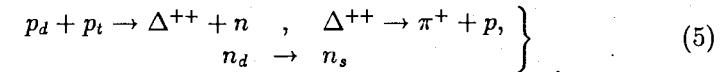
- а) "—" - спектр протонов из реакции $d+p \rightarrow \pi^+ + p + X$;
 б) "- - -" - спектр протонов-спектаторов из реакции $d+p \rightarrow p + p + \pi^-$;
 в) "....." - разность спектров а) и б)

(распределение "б"), нормированный по максимуму распределения "а", и разность этих спектров ("в"). Видно, что спектр хорошо разделяется в области 0,2 ГэВ/с. Площади под участками спектра выше и ниже 0,2 ГэВ/с относятся примерно как 9/1, что практически совпадает с отношением поперечных сечений реакций типа (2) и (3) для свободных нуклонов.

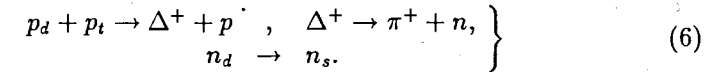
Из рис.1 видно, что в области импульсов протонов до 0,2 ГэВ/с содержится основная часть протонов-спектаторов (90%) и лишь незначительная часть (5%) - несектаторные протоны. Отбирая для анализа события с импульсом протона, превышающим 0,2 ГэВ/с, мы практически исключаем события реакции (3), теряя при этом незначительную часть анализируемых событий.

Реакция, подобная (2), со свободным протоном-снарядом исследована в широком интервале энергии [4]. При импульсе налетающего протона около 1,6 ГэВ/с сечение этой реакции выходит на плато и до импульсов $\sim 1,9$ ГэВ/с остается примерно постоянным и составляет ~ 18 мбн [5]. В этом интервале импульсов сечение процесса с рождением двух пионов существенно подавлено. Поэтому частица X' в реакции (2) с большой вероятностью является нейтроном. В указанном интервале импульсов рождение π^+ -мезона в реакциях типа (2) и (3) происходит преимущественно

через рождение и последующий распад изобары на π^+ -мезон и нуклон [1 - 5]. То есть согласно имеющимся экспериментальным данным реакция (2) протекает преимущественно следующим образом:



и



Сечение реакции (6) $pp \rightarrow \Delta^+ p$ примерно в три раза ниже сечения реакции $pp \rightarrow \Delta^{++} n$. Если к тому же учесть вероятность распада $\Delta^+ \rightarrow \pi^+ n$, то приходим к выводу: вклад процесса (6) не превышает 10% от вклада исследуемой реакции (5).

В свете сказанного основным предметом дальнейшего рассмотрения являются события реакции (5), причем для объяснения следствий применяемых предположений мы будем привлекать реакцию (4).

РАСЩЕПЛЕНИЕ НЕДОСТАЮЩЕЙ МАССЫ В ДЕЙТРОН-ПРОТОННОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ

Нерегистрируемые нейтральные частицы X в реакции (1) - два нейтрона, из которых один является спектатором (n_s), а второй сопровождает родившуюся Δ^{++} -изобару (в реакции(5)) или происходит от распада Δ^+ -изобары (в реакции(6)).

На рис.2 представлено распределение недостающей массы M_x в реакции (1) в зависимости от эффективной массы $M_{\pi p}$ ($\pi^+ p$)-системы в этой реакции. Точки, отображающие экспериментальные события, распределены неравномерно, сгруппированы в двух областях, верхней и нижней. Среднее значение массы $M_{\pi p}$ заключено в пределах от 1,20 до 1,22 ГэВ/с² в обеих областях. Недостающая масса M_x в нижней области заключена в пределах от 1,88 до 1,96 ГэВ/с² и в верхней области от 2,08 до 2,20 ГэВ/с². Между этими областями отображающие точки распределены примерно с постоянной плотностью.

Факт расщепления недостающей массы M_x можно понять из анализа кинематики реакции (5). На рис. 3 представлены диаграммы, иллюстрирующие возбуждение $\Delta^{++}(1232)$ -изобары посредством однопионного обмена (а,в), и диаграммы импульсов (б,г) в системе центра масс реакции (5). Недостающая масса M_x определяется выражением

$$M_x^2 = 2M_{n_0}^2 + 2E_n^* E_{n_s}^* - 2p_n^* p_{n_s}^* \cos \theta^*, \quad (7)$$

где M_{n_0} - физическая масса нейтрона, $E_n^*, E_{n_s}^*$ энергии и $p_n^*, p_{n_s}^*$ - импульсы нейтронов n и n_s в системе центра масс реакции (5), $\theta^* = (\vec{p}_n^*, \vec{p}_{n_s}^*)$.

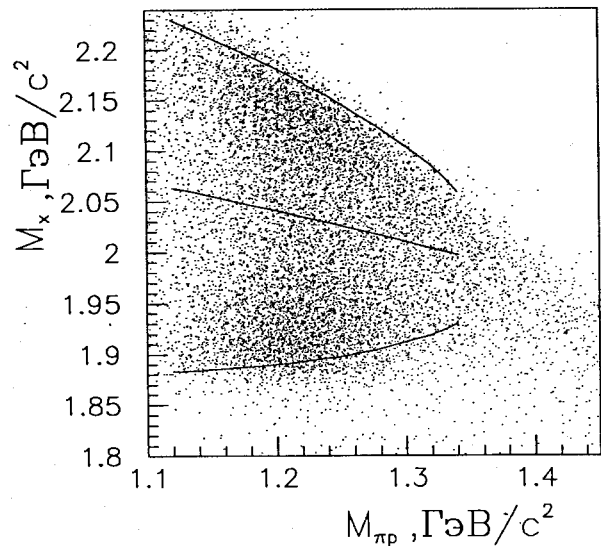


Рис.2. Распределение недостающей массы M_x в зависимости от эффективной массы $M_{\pi p}$ в реакции $d+p \rightarrow \pi^+ + p + X$

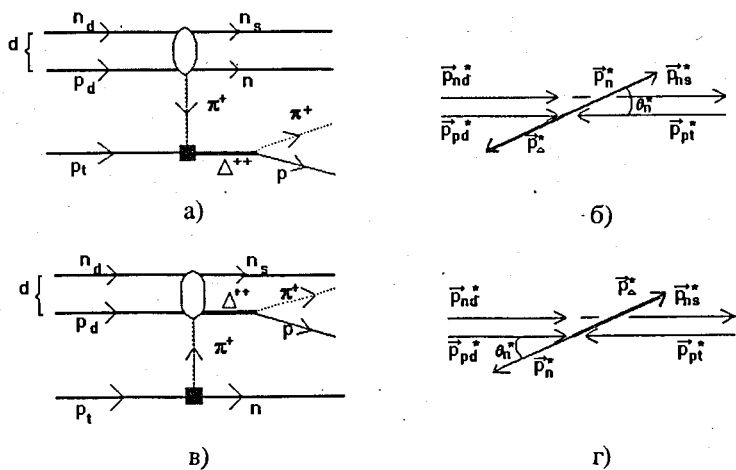


Рис.3. Диаграммы, иллюстрирующие кинематику реакции $p_d + p_t \rightarrow \Delta^{++} + n$, $n_d \rightarrow n_s$:
а,в) диаграммы однонуклонного обмена;
б,г) диаграммы импульсов в системе центра масс

В дальнейших расчетах использовались следующие приближения:
1) протон-снаряд p_d и нейтрон-спектатор n_s в реакции (5) делят импульс налетающего дейтрона пополам и сохраняют при этом направление его движения;

2) масса протона-снаряда p_d принималась равной физической массе протона (пренебрегалось сходом протона p_d в дейтроне с массовой поверхностью).

Энергия E_n^* и импульс p_n^* нейтрона, родившегося вместе с изобарой в реакции (5), определяются значением массы родившейся Δ^{++} -изобары.

В системе центра масс реакции (5) нейтрон-спектатор движется вперед в направлении падающего дейтрона. В этом случае величина эффективной массы нейтронов зависит от направления движения нейтрона в квазидвухчастичном процессе $p_d + p_t \rightarrow n + \Delta^{++}$ или $p_d + p_t \rightarrow \Delta^{++} + n$.

Если изобара возбуждается на протон-мишени p_t (в протонной вершине, см. рис.3(а,б)), то угол $0 \leq \theta^* \leq \pi/2$; а при возбуждении изобары на протон-снаряде p_d (в дейтронной вершине, см. рис. 3(в,г)) угол $\pi/2 \leq \theta^* \leq \pi$.

Уравнения граничных кривых на двумерном распределении ($M_x, M_{\pi p}$) получим, подставляя значение угла $\theta^*=0$ для протонной вершины и $\theta^*=\pi$ для дейтронной вершины:

$$M_x^2(p) = 2M_{n_0}^2 + 2E_n^* E_{n_s}^* \pm 2p_n^* p_{n_s}^*, \quad (8)$$

где знак "-" соответствует протонной вершине, а знак "+" - дейтронной вершине. Уравнение кривой, разделяющей события из разных вершин, естественно определить из условия $\theta_n^* = \theta^* = 90^\circ$, тогда

$$M_x^2(0) = 2M_{n_0}^2 + 2E_n^* E_{n_s}^*. \quad (9)$$

Сечение рождения изобары резко падает с ростом $|t'|$, с ростом угла вылета изобары [1], т.е. существует значительная анизотропия вылета нейтронов (изобар) в системе центра масс сталкивающихся протонов. Поэтому в событиях из протонной вершины угол θ^* близок к 0, а в событиях из дейтронной вершины угол $\theta^* \sim \pi$. Поэтому случаи рождения изобары будут отображаться на двумерном распределении ($M_x, M_{\pi p}$) точками, концентрирующимися около своих граничных кривых (8), что мы и наблюдаем на рис.2. Ферми-движение протона-снаряда p_d , которое не учитывалось нами при расчете граничных кривых, приводит к некоторому размытию в распределении отображающих точек в районе граничных кривых (см.рис.2).

Расщепление недостающей массы, подобное описанному выше, может наблюдаться также и в реакциях нуклонов с более тяжелыми (чем дейтрон) ядрами.

НЕДОСТАЮЩАЯ МАССА В КВАЗИПРОТОН-ПРОТОННОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ

При исследовании квазипротон-протонного взаимодействия (5) мы вынуждены пользоваться приближением, о котором говорилось выше: импульс протона-снаряда p_d принимаем равным половине импульса родительского дейтрона. При этом роль неучтенного нами ферми-движения протона-снаряда мы проследим на примерах распределений параметров квази-pp-реакции (5) в сравнении с аналогичными распределениями для реакции (4) без нейтральных частиц.

На рис.4 представлены распределения недостающей массы (эффективной массы нейтрона) в реакции (5) для событий из протонной и дейтронной вершин. Распределения эффективной массы M_n удовлетворительно описываются гауссовыми распределениями с параметрами, приведенными в таблице 1.

Средние значения массы $\langle M_n \rangle$ в обеих вершинах близки и удовлетворительно согласуются с величиной физической массы нейтрона, а ширины Γ_{m_n} заметно различаются. Ширина распределения M_n в дейтронной вершине существенно (в 2,8 раза) больше, чем в протонной.

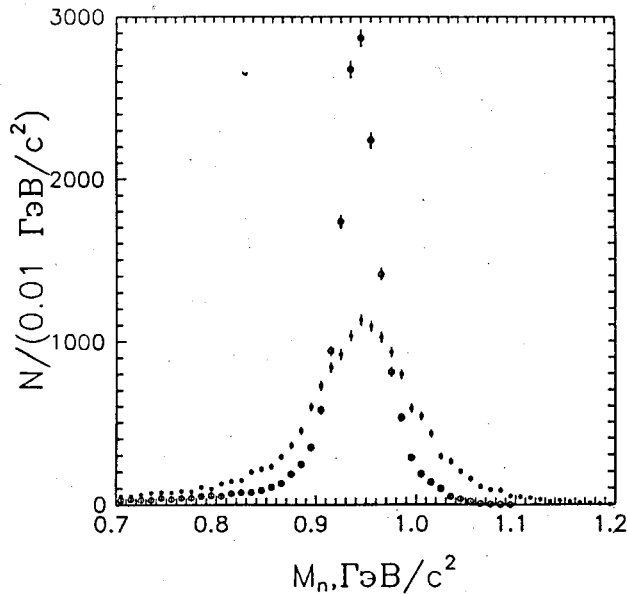


Рис.4. Распределение недостающей массы M_n в реакции

$p_d + p_t \rightarrow \pi^+ + p + n$:

а) "o" - события из протонной вершины;

б) "*" - события из дейтронной вершины

Таблица 1.

Результаты фитирования гауссовой кривой распределений эффективной массы M_n для протонной и дейтронной вершин (реакция $p_d + p_t \rightarrow \pi^+ + p + n$)

Параметр	$\langle M_n \rangle$, МэВ/c ²	Γ_{M_n} , МэВ/c ²
Протонная вершина	936,4±1,8	40,0±0,5
Дейтронная вершина	939,4±1,8	113,1±2,2

В нашем эксперименте имеется возможность выполнить моделирование квазипротон-протонного взаимодействия, используя реакцию (4), 3600 событий которой были зарегистрированы в камере при том же потоке первичных дейтронов, параллельно с регистрацией событий реакции (1). Эти четырехлучевые события были фитированы (4с-FIT), что существенно снизило ошибки импульсов и углов вторичных частиц. Четырехлучевая реакция (4) может быть представлена в виде

$$\left. \begin{aligned} n_d + p_t &\rightarrow p_1 + p_2 + \pi^-, \\ p_d &\rightarrow p_s. \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

По аналогии с изучаемой реакцией мы вычисляли эффективные массы $M(p_s, p_1(p_2))$ в зависимости от эффективной массы $(\pi^- p_2(p_1))$ -комбинации и тем же способом (как для реакции (5)) разделяли события, относящиеся к протонной и дейтронной вершинам).

Все вычисления выполнялись в двух вариантах:

1) в условиях "точной" кинематики реакции (4), когда мы восстанавливали импульс нейтрона-снаряда посредством вычитания из импульса налетающего дейтрона импульса протона-спектратора, $\vec{p}_{n_d} = \vec{p}_d - \vec{p}_{p_s}$;

2) в условиях "приближенной" кинематики $\vec{p}_{n_d} = \vec{p}_d/2$, как это делалось при анализе реакции $p_d + p_t \rightarrow \pi^+ + p + n$.

Мы можем считать, что в условиях "точной" кинематики ферми-движение нейтрона-снаряда в реакции (4) учтено. При этом эффективные массы протонов в обеих вершинах получаются близкими к физической массе протона, а ширины Γ'_{m_p} распределений эффективной массы протона малы и отражают ошибки кинематических величин после процедуры фитирования: $\Gamma'_{m_p}(p) = (2.0 \pm 0.5)$ МэВ/c² и $\Gamma'_{m_p}(d) = (3.0 \pm 0.5)$ МэВ/c².

В таблице 2 приведены результаты фитирования распределения по массе "протона" в условиях "приближенной" кинематики.

Ширины Γ_{M_p} включают вклады ферми-движения нейтрона-снаряда и вклад аппаратного разрешения, в данном случае вклад ширины Γ'_{M_p} .

Таблица 2

Результаты фитирования массового распределения "протонов" в условиях "приближенной" кинематики для протонной и дейтронной вершин (реакция $n_d + p_i \rightarrow p + p + \pi^-$)

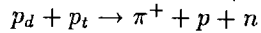
Параметр	$\langle M_p \rangle,$ МэВ/c ²	$\Gamma_{M_p},$ МэВ/c ²
Протонная вершина	936,0±0,4	38,0±1,4
Дейтронная вершина	940,8±0,9	89,4±2,9

Поскольку $\Gamma_{M_p} \gg \Gamma'_{M_p}$, то в условиях "приближенной" кинематики величины ширины Γ_{M_p} (см. табл. 2) отражают в основном влияние ферми-движения нейтропа-спаряда на размытие эффективной массы "протона". Это размытие различно в протонной и дейтронной вершинах.

Из сравнения таблиц 1 и 2 видно, что величины Γ_{M_p} несколько меньше ширины Γ_{M_n} (см. табл. 1, 2), так как последние включают (кроме вклада ферми-движения) аппаратное разрешение по недостающей массе. Однако отношения ширины $\Gamma_{M_n}(d)/\Gamma_{M_n}(p)=2,82$ и $\Gamma_{M_p}(d)/\Gamma_{M_p}(p)=2,36$ близки.

Таким образом, пренебрежение ферми-движением пучков в дейтроне приводит к уширению распределений недостающих масс в квазинуклон-нуклонных реакциях.

ВОЗБУЖДЕНИЕ ИЗОБАРЫ $\Delta^{++}(1232)$ В РЕАКЦИИ



Известно, что в реакциях рождения изобары $\Delta(1232)$ распределение ее массы M_Δ сильно отличается от такового для изобары, полученной в процессе формирования. Положение массового пика в реакции рождения смещено в сторону меньших значений M_Δ , уменьшена ширина распределения и само распределение массы M_Δ изобары асимметрично [6 - 8]. Все эти особенности распределения M_Δ для реакции рождения хорошо описываются моделью с энергетически зависимой шириной изобары [9]. В квазипротон-протонном взаимодействии ситуация осложнена ферми-движением.

На рис. 5 представлена диаграмма Далицца для реакции $p_d + p_i \rightarrow \pi^+ + p + n$ (события из протонной вершины). Отображающие события точки концентрируются на диаграмме в вертикальной полосе в области $M_{\pi p}^2$, соответствующей массе Δ -изобары. На других проекциях ($M_{\pi p}^2$ и M_{np}^2) подобных сгущений не наблюдается. Диаграмма Далицца для событий из дейтронной вершины выглядит аналогично.

На рис. 6 представлены распределения по эффективной массе (π^+p) -системы для событий из протонной (а) и дейтронной (б) вершин, а также кривая, рассчитанная по модели энергетически зависимой ширины (в) [9].

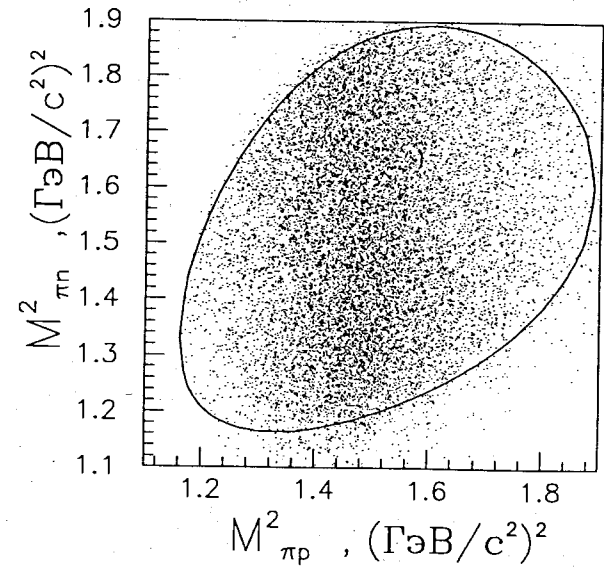


Рис. 5. Диаграмма Далицца для (π^+pn) -событий из протонной вершины

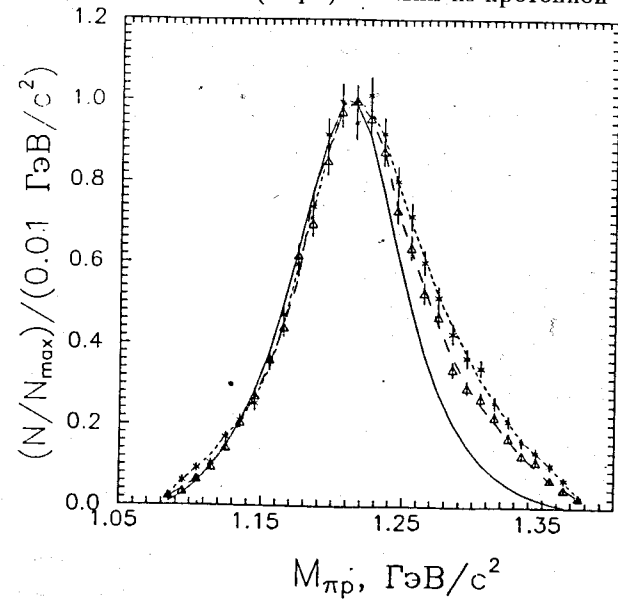


Рис. 6. Распределение эффективной массы (π^+p) -системы из реакции $p_d + p_i \rightarrow \pi^+ + p + n$:

- а) "Δ" - события из протонной вершины;
- б) "*" - события из дейтронной вершины;
- в) "—" - расчет по модели Джексона

Как видно из рисунка, экспериментальные пики смещены в сторону больших значений $M_{\pi p}$ относительно модельной кривой. Левые склоны пиков примерно совпадают, а правые смещены относительно модельного в сторону больших масс.

В таблице 3 представлена более подробная информация об исследуемой реакции и данные о реакции $pp \rightarrow \pi^+pn$ из других экспериментов. В первой строке таблицы - результаты нашего расчета по модели Джексона для реакции $pp \rightarrow \Delta^{++}n$ [9]; во второй строке - наши экспериментальные данные по реакции $p_d p_t \rightarrow \Delta^{++}n$; в третьей - экспериментальные данные по реакции $K^+p \rightarrow K^0\Delta^{++}$ [6]; в строках 4 и 5 - экспериментальные данные по реакции $pp \rightarrow \Delta^{++}n$ [7; 8].

Таблица 3

Экспериментальные данные о возбуждении $\Delta^{++}(1232)$ изобары

	p , ГэВ/с	$\sqrt{s} - M_n$, МэВ/с ²	$M_{\Delta}(p)$, МэВ/с ²	$\Gamma_{\Delta}(p)$, МэВ/с ²	$M_{\Delta}(d)$, МэВ/с ²	$\Gamma_{\Delta}(d)$, МэВ/с ²
1	1,67	1375	1210	89		
2	1,67	1375	1214±0,5	98,0±2,1	1216±0,6	108,0±2,4
3	1,14	1362	1212±8	72±13		
4	2,8	1763	1220±2	77±7		
5	6,0	2688	1226±4	126±6		

Экспериментальные данные [6; 7], как и наши, получены методикой жидководородной пузырьковой камеры; а данные [8] - на магнитном спектрометре.

Величины $M_{\Delta}(p)$ и $M_{\Delta}(d)$ - значения масс в пике массового распределения изобары, рождающейся соответственно на протоне-мишени (в протонной вершине) и на протоне-снаряде (в дейтронной вершине), а $\Gamma_{\Delta}(p)$ и $\Gamma_{\Delta}(d)$ - соответствующие значения ширины изобары в этих вершинах.

Распределения массы изобары в экспериментах на свободных протонах [6 - 8] хорошо описываются модельными кривыми Джексона, тогда как в нашем случае имеется расхождение с моделью Джексона, в которой не учитывается ферми-движение. Положение массового пика смещено в сторону больших масс: от 1210 к 1214 и 1216 МэВ/с² в протонной и дейтронной вершинах соответственно. Ширина изобары изменяется более заметно, чем пиковая масса: увеличивается на 9 и 19 МэВ/с² соответственно для протонной и дейтронной вершин.

Эффективная масса $M_{\pi p}$ распределена в пределах от $M_{\pi p}(min) = M_{\pi} + M_p$ до $M_{\pi p}(max) = \sqrt{s} - M_n$, где \sqrt{s} - полная энергия в системе центра масс реакции $p_d + p_t \rightarrow \Delta^{++} + n$. Значение $M_{\pi p}(max)$ для модельной

кривой равно 1375 МэВ/с², что соответствует среднему значению импульса налетающего протона p_d , равному 1,67 ГэВ/с.

Из-за ферми-движения распределение по \sqrt{s} размывается, что приводит к увеличению ширины изобары (см. табл.3).

На двумерном распределении рис.2 мы видели группирование событий при малых и больших $M_{\pi n}$, причем в комбинацию двух нейтронов всегда входил спектор. Аналогичное по виду распределение получено и для реакции (4). Причем в последнем случае нижнему сгущению точек соответствует комбинация протона-спектора с протоном-лидером (в системе покоя дейтрона), а верхнему - комбинация протона-спектора с более медленным протоном. Распределения по эффективной массе ($p\pi^-$)-системы для этих двух сгущений имеют следующие характеристики (средние из экспериментальных гистограмм):

$\langle M \rangle = 1236$ МэВ/с², $\Gamma = 150$ МэВ/с² для нижнего сгущения (протонная вершина) и

$\langle M \rangle = 1240$ МэВ/с², $\Gamma = 170$ МэВ/с² для верхнего сгущения (дейтронная вершина).

Из сравнения этих данных с результатами таблицы 3 видно, что при переходе от протонной вершины к дейтронной качественные тенденции по изменению величины и ширины эффективной массы ($p\pi^-$)-системы в полностью кинематически определенной реакции (4) те же самые.

Таким образом, эффекты сдвига и расширения распределений по ($p\pi^-$)-эффективной массе объясняются комбинированием π -мезона с протонами из различных групп (быстрые и медленные), возникновение которых в свою очередь обязано механизму квазинуклонной реакции.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При исследовании реакции $d+p \rightarrow \pi^+ + p + X$ при импульсе налетающего дейтрона 3,34 ГэВ/с было обнаружено расщепление недостающей массы M_x на двумерном распределении ($M_x, M_{\pi p}$), где $M_{\pi p}$ - масса (π^+p)-системы. Это расщепление и само распределение ($M_x, M_{\pi p}$) удовлетворительно описывается в рамках предположений: 1) исследуемая реакция является квазипротон-протонной: $p_d + p_t \rightarrow \pi^+ + p + n$ и $n_d \rightarrow n_s$, где p_t - протон-мишень, p_d и n_d - протон-снаряд и нейтрон из налетающего дейтрона, n_s - нейтрон-спектор; 2) π^+ и p происходят от распада $\Delta^{++}(1232)$ -изобары.

Все экспериментальные (π^+pn)-события могут быть разделены на две группы, в которых

а) $\Delta^{++}(1232)$ -изобары возбуждаются на свободном протоне-мишени p_t (в протонной вершине) и

б) $\Delta^{++}(1232)$ -изобары возбуждаются на квазисвободном протоне-снаряде p_d , входящем в налетающий дейтрон (в дейтронной вершине).

Недостающая масса в квазипротон-протонной реакции, эффективная масса нейтрона M_n в этой реакции имеет разную ширину распределе-

ния Γ_{M_n} для событий из протонной ($\Gamma_{M_n}(p) = 40,0 \text{ МэВ}/c^2$) и дейтронной ($\Gamma_{M_n}(d) = 113,1 \text{ МэВ}/c^2$) вершин. Уширение распределения массы M_n обусловлено невозможностью учета ферми-движения в изучаемой реакции.

Параметры $\Delta^{++}(1232)$ -изобары (положение массового пика, ширина и форма распределения), рождающейся в разных вершинах, близки и в основном согласуются с данными, полученными в других экспериментах.

Однако имеется тенденция к сдвигу массы изобары в сторону больших значений и ее уширению при переходе от протонной к дейтронной вершине, что видно также на примере поведения (π^-p)-комбинаций из реакции $d + p \rightarrow p + p + p + \pi^-$. Эти эффекты обусловлены тем, что в (πp)-комбинации, связанные с разными вершинами, входят протоны из различных групп (быстрые либо медленные), что в свою очередь определяется динамикой квазинуклонного взаимодействия.

Отмеченные выше особенности дейтрон-протонных взаимодействий могут наблюдаться также и в периферических взаимодействиях нуклонов с более тяжелыми ядрами, когда роль спектатора выполняет ядро-остаток.

Список литературы

1. *Строковский Е.А. и др.* // ЭЧАЯ 1993 Т.24 С.603.
2. *Мухин К.Н., Патаракин О.О.* // УФН. 1995 Т.165 С.841.
3. *Aladashvili B.S. et al.* // Nucl.Phys. 1975 V.B89 P.405.
4. *Flaminio V. et al.* // CERN-NERA. 1984 84-01 CERN Geneva.
5. *Ver West B.J., Arndt R.A.* // Phys.Rev. 1982 V.C25 P.1979.
6. *Boldt E. et al.* // Phys. Rev. 1964 V.133 P.B220
7. *Bacon T.C. et al.* // Phys. Rev. 1967 V.162 P.1320
8. *Mountz J.D. et al.* // Phys. Rev. 1975 V.D12 P.1211.
9. *Jackson J.D.* // Nuovo Cim. 1964 V.34 P.1644.

Рукопись поступила в издательский отдел
8 апреля 1996 года.