

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

A 154

P1-87-374

В.Г.Аблеев, Х.Димитров¹, С.М.Елисеев,
С.А.Запорожец, В.И.Иноземцев, А.Г.Малинин,²
Б.Науманн, Л.Науманн, В.Нойберт,³ А.А.Номофилов,
Л.Пенчев,¹ Н.М.Пискунов; И.М.Ситник,
Е.А.Строковский, Л.Н.Струнов, В.И.Шаров

ПЕРЕЗАРЯДКА РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР ГЕЛИЯ-3
В ТРИТОНЫ НА УГЛЕРОДЕ
С ВОЗБУЖДЕНИЕМ Δ -ИЗОБАР В ЯДРЕ-МИШЕНИ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

¹ Центральная лаборатория автоматизации и научного приборостроения БАН, София

² Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва

³ Центральный институт ядерных исследований АН ГДР, Россендорф

1987

1. ВВЕДЕНИЕ

В наших предыдущих работах^{/1,2/} показано, что в перезарядке ядер гелия-3 в тритоны при высоких энергиях основной вклад в сечение реакции дают процессы спин-изоспиновых возбуждений ядерного или нуклонного вещества мишени с передачей ему энергии ~ 300 МэВ, характерной для перехода нуклона в Δ -изобару. Наш интерес к этой реакции связан прежде всего с тем, что свойства изобар в ядрах могут отличаться от свойств свободных из-за влияния ядра^{/3/}; могут проявиться и другие эффекты коллективной природы^{/4/} - вплоть до образования систем изоядерного типа^{/5/}. Постановка наших опытов - регистрация тритонов под малыми углами ($\theta \approx 0,4^\circ$) при высоких энергиях пучка - обеспечивала благоприятные условия для взаимодействия возмущений в ядре Δ -изобары с нуклонами ядра, т.к. переданный ей импульс был мал ($\sim 200+400$ МэВ/с) и сравним с фермиевским импульсом внутриядерных нуклонов. Это позволило нам впервые обнаружить, что при высоких энергиях для возбуждения Δ -резонанса в ядре требуются меньшие передачи энергии, а ширина резонансного пика больше, чем в реакции на свободном протоне; отношение выходов тритонов в резонансной области в реакциях на ядре и протоне существенно (~ 2 раза) выше, чем ожидается на основе глауберовских расчётов. Анализ же перезарядки $p(^3\text{He}, t)$, проведённый нами ранее^{/6/}, показал, что эта реакция идёт через возбуждение протонов мишени в Δ^{++} -изобары и экспериментальные данные хорошо согласуются с расчётами по модели Глаубера-Ситенко и модели одномезонного обмена с использованием табличных^{/7/} значений параметров Δ -изобары.

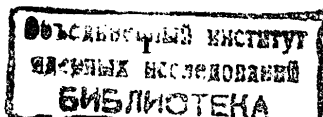
Особенности Δ -изобарных возбуждений в ядре углерода по сравнению с протоном позволили нам сделать вывод о существенной роли эффектов коллективной природы при высоких спин-изоспиновых возбуждениях ядерного вещества^{/1,2/}. В настоящей работе мы приводим окончательные результаты и более полный анализ эксперимента по реакции перезарядки $^{12}\text{C}(^3\text{He}, t)$ при импульсах $P_0 = 4,40; 6,81$ и $10,79$ ГэВ/с и новые данные при $18,3$ ГэВ/с.

Учтены эффекты импульсного разрешения установки. Подробно рассмотрено влияние ферми-движения нуклонов в углероде на форму и положение

Δ -пика и представлены расчёты дифференциальных сечений реакции перезарядки $(^3\text{He}, t)$ на углероде в рамках модели Глаубера-Ситенко.

2. ИНВАРИАНТНЫЕ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ СЕЧЕНИЯ

Эксперимент был выполнен на пучке ядер гелия-3 синхрофазотрона ОИЯИ с помощью магнитного спектрометра "Альфа"^{/8/}, импульсное разрешение которого составляло $\Delta P/P \sim 0,5\%$. Угловой аксептанс спектрометра обеспечивал регистрацию тритонов, испущенных из мишени под уг-



лом $\theta \approx 0,4^\circ$. Подробное описание характеристик установки, процедуры накопления данных и их обработки содержится в работе^{/6/}.

Измеренные дифференциальные сечения представлены на рис. 1 и в табл. 1 в зависимости от переданной мишени энергии $Q = E_0 - E_t$. Точности абсолютной нормировки сечений для импульсов пучка от 4,40 до 10,79 ГэВ/с приведены в табл. 1; представленные на рис. 1 предварительные данные при 18,3 ГэВ/с имеют точность абсолютной нормировки не хуже 20%.

Для корректного анализа сечений, измеренных при разных энергиях первичного пучка, необходимо учесть их искажения, связанные с импульсным разрешением спектрометра. Для этого, как и в работе^{/6/}, использовалась следующая процедура. Не искажённые импульсным разрешением дифференциальные сечения находились согласно соотношению

$$\left(\frac{d\sigma}{p dQ d\Omega} \right)_{\text{норм.}} = \frac{F(\{A\}, Q)}{\tilde{F}(\{A\}, Q)} \left(\frac{d\sigma}{p dQ d\Omega} \right)_{\text{изм.}}, \quad (2.1)$$

где $F(\{A\}, Q)$ - некоторая пробная функция, аппроксимирующая не искажённые разрешением сечения, а $\tilde{F}(\{A\}, Q)$ - её свёртка с функцией разрешения спектрометра, взятой в гауссовой форме:

$$\tilde{F}(\{A\}, Q) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_Q} \int_{-3\sigma_Q}^{+3\sigma_Q} F(\{A\}, Q - Q_1) \exp(-Q_1^2 / 2\sigma_Q^2) dQ_1. \quad (2.2)$$

Параметры $\{A\}$ находились из условия наилучшего согласия свёртки (2.2) с измеренными (непоправленными) сечениями. Данные о разрешении установки σ_Q приведены в табл. 1. Функция $F(\{A\}, Q)$ бралась в форме

$$F(\{A\}, Q) = [W(\{A_1\}, Q) + R(\{A_2\}, Q)] \cdot f(t), \quad (2.3)$$

учитывающей наличие двух пиков в дифференциальных сечениях. Функция $W(\{A_1\}, Q)$ аппроксимировала пик низколежащих ($Q \sim 20$ МэВ) ядерных возбуждений от реакции перезарядки $^{12}\text{C}(^3\text{He}, t)^{12}\text{N}^*$ (далее называемой "квазиупругой"), а функция $R(\{A_2\}, Q)$ - пик в области $Q \sim 300$ МэВ (далее называемый ядерным Δ -пиком). Множитель $f(t) = \exp(R^2 t / 3)$ - магнитный фактор ядра ^3He , в котором $R^2 = r_{\text{M}}^2 - r_{\text{N}}^2$, $r_{\text{M}} = 1,935 \text{ фм}^3/9$, $r_{\text{N}} = 0,8 \text{ фм}$, $t = Q^2 - (\vec{p}_0 - \vec{p}_t)^2$.

Функция $W(\{A_1\}, Q)$ строилась на основе данных^{/10/}, полученных с высоким импульсным разрешением при $p_0 = 3,9$ ГэВ/с. На рис. 2 приведены эти данные и показано поведение функции $W(\{A_1\}, Q)$, найденное при подгонке соответствующей части свёртки $\tilde{F}(\{A\}, Q)$ к нашим данным при разных импульсах пучка.

Выбор функции $R(\{A_2\}, Q)$, как и ранее^{/6/}, основывался на предположении, что основной вклад в сечение реакции даёт верхняя часть

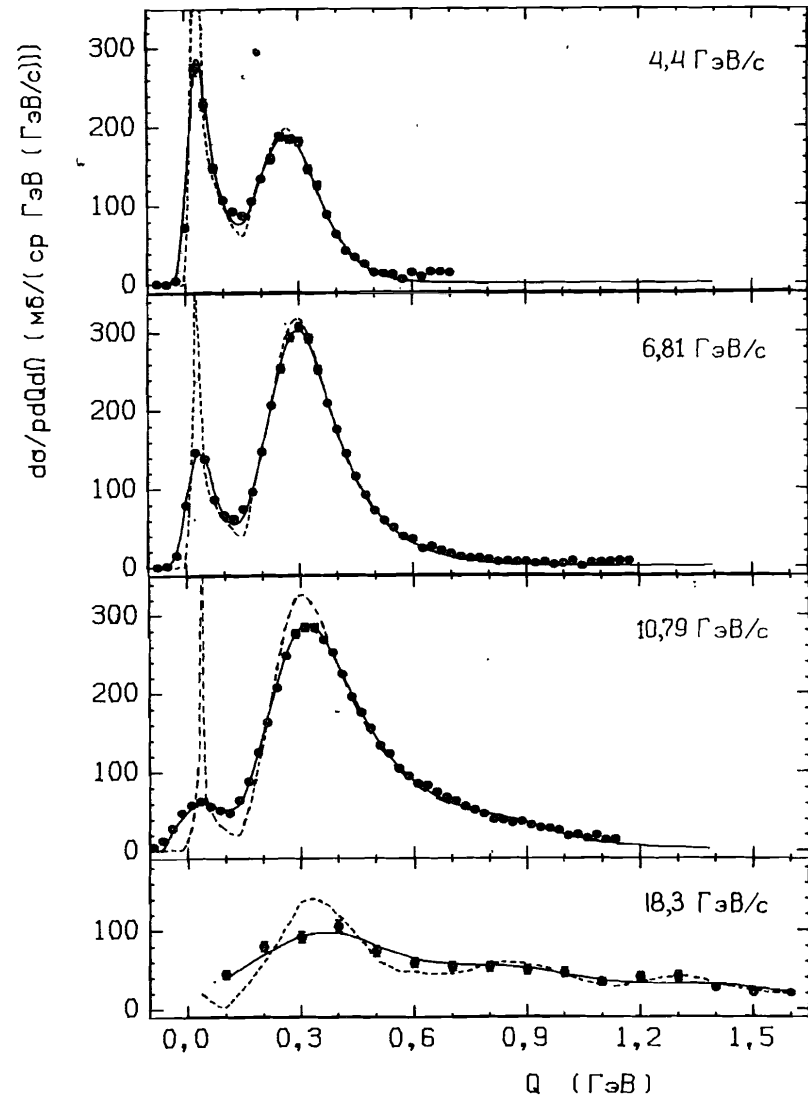


Рис. 1. Инвариантные сечения реакции $^{12}\text{C}(^3\text{He}, t)$ в зависимости от переданной мишени энергии $Q = E_0 - E_t$. Сплошная линия - аппроксимация данных свёрткой (2.2) пробной функции (2.3) функцией импульсного разрешения; пунктирная линия - поведение пробной функции.

Табл. I. Инвариантные сечения $\frac{d\sigma}{p \cdot d\Omega \cdot dE}$ реакции $^{12}\text{C}(^3\text{He}, t)$,
 $p_0 = 4,40 \text{ ГэВ/с}$ (точность абсолютной нормировки 13%,
 разрешение по переданной энергии $\epsilon_Q = 19 \text{ МэВ}$)

№ п/п	МэВ	Сечения, мб/(ср·ГэВ ² /с)		№ п/п	МэВ	Сечения, мб/(ср·ГэВ ² /с)	
		не поправ. на разреш.	поправлен. на разреш.			не поправ. на разреш.	поправлен. на разреш.
I 1	-75	0,5±0,4	-	I 17	325	145,7±5,4	146,6±5,4
2	-50	0,0±0,2	-	18	350	125,5±5,0	124,8±5,0
3	-25	4,8±1,0	-	19	375	88,6±4,3	87,3±4,3
4	0	72,8±4,2	-	20	400	63,6±3,7	62,2±3,6
5	25	272,5±8,1	448,7±13,3	21	425	42,8±3,9	41,6±3,8
6	50	228,3±7,4	213,2±7,0	22	450	34,2±3,5	33,0±3,4
7	75	147,5±5,0	136,1±4,6	23	475	25,6±3,1	24,7±3,0
8	100	106,7±4,3	102,1±4,1	24	500	14,6±2,6	14,0±2,5
9	125	92,5±4,1	87,9±3,8	25	525	13,6±2,4	13,0±2,3
10	150	87,3±3,9	66,1±3,0	26	550	12,8±2,5	12,2±2,4
II 1	175	105,7±4,4	106,2±4,4	27	575	6,1±2,9	5,8±2,8
12	200	134,0±4,9	134,7±5,0	28	600	14,5±3,3	13,7±3,1
13	250	159,0±5,4	161,6±5,5	29	625	9,6±2,9	9,0±2,8
14	250	186,7±5,0	191,5±5,2	30	650	15,6±3,5	14,5±3,3
15	275	184,0±5,0	188,8±5,1	31	675	15,2±3,6	14,1±3,3
16	300	180,7±5,0	184,0±5,1	32	700	14,3±3,4	13,2±3,1

$p_0 = 6,81 \text{ ГэВ/с}$ (10%, $\epsilon_Q = 24 \text{ МэВ}$)

I	2	3	4	I	2	3	4
I 1	-75	0,2±0,2	-	I 16	300	307,0±5,9	321,0±6,0
2	-50	1,2±0,4	-	17	325	292,1±5,8	300,4±5,9
3	-25	15,3±1,5	-	18	350	252,0±5,4	254,6±5,4
4	0	79,5±3,4	-	19	375	208,5±4,4	207,9±4,4
5	25	146,7±4,4	269,1±8,1	20	400	175,1±4,0	173,1±4,0
6	50	138,1±4,3	125,9±3,9	21	425	144,3±3,7	141,6±3,6
7	75	86,3±3,1	73,8±2,6	22	450	115,5±3,3	113,1±3,2
8	100	66,8±2,7	62,0±2,5	23	475	92,0±3,0	90,0±2,9
9	125	62,2±2,6	54,6±2,3	24	500	72,0±2,6	70,4±2,6
10	150	74,4±2,9	44,0±1,7	25	525	59,4±2,4	58,1±2,3
II 1	175	96,0±3,3	91,4±3,1	26	550	50,3±2,2	49,2±2,2
12	200	147,0±4,0	143,2±3,9	27	575	38,9±1,9	38,0±1,9
13	225	206,3±4,8	207,7±4,8	28	600	35,6±2,0	34,8±2,0
14	250	253,8±5,3	263,0±5,5	29	625	23,0±1,6	22,4±1,6
15	275	293,9±5,7	308,7±6,0	30	650	25,9±1,7	25,3±1,7

I	2	3	4	I	2	3	4
31	675	20,8±1,6	20,3±1,5	42	950	5,9±1,3	5,5±1,3
32	700	16,9±1,4	16,5±1,4	43	975	2,5±1,2	2,4±1,1
33	725	12,8±1,5	12,5±1,5	44	1000	3,8±1,5	3,7±1,4
34	750	10,7±1,4	10,4±1,3	45	1025	7,2±2,0	6,9±1,9
35	775	11,2±1,4	10,9±1,4	46	1050	0,6±0,6	0,6±0,6
36	800	9,5±1,3	9,2±1,3	47	1075	5,5±1,8	5,2±1,7
37	825	6,4±1,1	6,2±1,0	48	1100	5,6±1,8	5,3±1,7
38	850	7,2±1,3	7,0±1,3	49	1125	6,6±1,9	6,2±1,8
39	875	6,0±1,2	5,8±1,2	50	1150	7,5±2,1	7,1±2,0
40	900	6,3±1,2	6,1±1,2	51	1175	7,7±2,1	7,2±2,0
41	925	4,0±1,2	3,8±1,1				

$p_0 = 10,79 \text{ ГэВ/с}$ (8%, $\epsilon_Q = 52 \text{ МэВ}$)

I	2	3	4	I	2	3	4
I 1	-90	5,1±0,8	-	27	560	107,8±3,4	103,9±3,2
2	-65	13,6±1,2	-	28	585	95,1±3,2	91,7±3,0
3	-40	28,0±1,7	-	29	610	85,6±3,0	82,7±2,9
4	-15	45,0±2,1	-	30	535	81,5±3,3	78,6±3,2
5	10	61,3±2,5	27,1±1,1	31	660	70,0±3,0	67,6±2,9
6	35	66,7±2,5	86,1±3,2	32	685	62,8±2,8	60,8±2,7
7	60	57,1±2,3	44,6±1,8	33	710	65,2±3,1	63,4±3,0
8	85	47,9±2,1	28,9±1,3	34	735	55,8±2,9	54,5±2,8
9	110	49,8±2,0	23,1±0,9	35	760	50,6±2,6	49,9±2,5
10	135	64,0±2,3	21,2±0,8	36	785	41,1±2,3	40,9±2,3
11	160	90,9±2,8	54,1±1,6	37	810	40,0±2,5	40,1±2,5
12	185	124,5±3,2	104,8±2,7	38	835	39,0±2,3	39,3±2,3
13	210	162,1±3,5	159,4±3,4	39	860	36,7±2,2	37,0±2,2
14	235	212,0±4,0	229,8±4,4	40	885	34,9±2,3	35,0±2,3
15	260	247,5±4,3	283,3±5,0	41	910	29,1±2,1	28,9±2,1
16	285	277,9±5,3	322,1±6,1	42	935	26,9±1,8	26,4±1,8
17	310	286,5±5,1	325,3±5,8	43	960	25,5±1,8	24,8±1,7
18	335	283,4±5,0	309,8±5,5	44	985	20,7±1,7	20,0±1,7
19	360	270,7±4,9	284,2±5,2	45	1010	20,7±1,7	20,0±1,7
20	385	248,5±4,7	252,2±4,8	46	1035	21,2±1,7	20,4±1,6
21	410	221,9±4,2	219,8±4,2	47	1060	14,5±1,5	14,0±1,5
22	435	199,7±4,2	194,8±4,1	48	1085	14,5±1,5	14,0±1,5
23	460	172,9±4,2	167,2±4,1	49	1110	13,5±1,5	13,1±1,4
24	485	152,8±4,0	147,2±3,8	50	1135	13,5±1,3	13,1±1,2
25	510	133,2±3,7	128,2±3,6	51	1160	11,9±1,3	11,6±1,3
26	535	120,2±3,5	115,7±3,4	52	1185	12,8±1,4	12,5±1,3

I	2	3	4	I	2	3	4
53	I2I0	10,4±1,2	10,2±1,2	65	I5I0	3,1±0,4	3,0±0,4
54	I235	8,6±0,9	8,4±0,8	66	I535	2,2±0,4	2,1±0,4
55	I260	7,0±0,8	6,9±0,8	67	I560	2,4±0,4	2,2±0,4
56	I285	7,7±0,8	7,6±0,8	68	I585	3,4±0,5	3,2±0,5
57	I3I0	5,7±0,7	5,7±0,7	69	I6I0	1,8±0,4	1,6±0,4
58	I335	7,6±0,8	7,6±0,8	70	I635	1,3±0,4	1,2±0,3
59	I360	6,1±0,7	6,1±0,7	71	I660	1,5±0,4	1,3±0,4
60	I385	5,8±0,7	5,8±0,7	72	I685	2,0±0,4	1,8±0,4
61	I4I0	4,5±0,6	4,6±0,6	73	I7I0	1,4±0,4	1,2±0,4
62	I435	3,2±0,5	3,3±0,5	74	I735	2,1±0,5	1,8±0,4
63	I460	4,3±0,5	4,3±0,5	75	I760	0,6±0,4	0,5±0,3
64	I485	3,4±0,5	3,4±0,5	76	I785	1,0±0,4	0,8±0,4

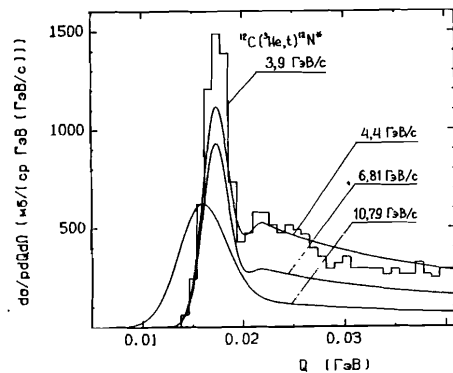


Рис. 2. Гистограмма - данные работы [10]. Сплошные линии - поведение функции $W(\{A\}, Q)$ полученное в результате подгонки свертки $\tilde{F}(\{A\}, Q)$ (см. текст) к нашим данным.

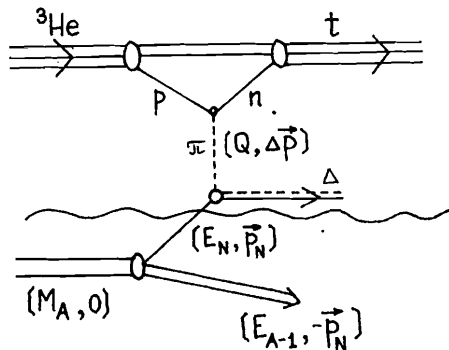


Рис. 3. Диаграмма импульсного приближения для процесса квазисвободного рождения Δ -изобары на нуклоне ядра.

диаграммы рис. 3. Ферми-движением нуклона в ядре и его связью пренебрегалось, учитывались лишь главные факторы, определяющие форму Δ -пика:

$$R(\{A_2\}, Q) = \varphi(\omega) \cdot \Delta(\omega, t), \quad (2.4)$$

где $\varphi(\omega)$ - брейт-вигнеровская функция, а функция $\Delta(\omega, t)$ учитывает немассовые поправки в форме Джексона [11]. Величина $\omega^2 = (q+m)^2 - (\vec{p} - \vec{p}')^2$, где m - масса мишени, вычислялась в соответствии с кинематикой столкновения ядра ${}^3\text{He}$ с покоящимся свободным нуклоном. Параметры брейт-вигнеровской функции, найденные при подгонке свертки $\tilde{F}(\{A\}, Q)$ к данным в области $Q < 600$ МэВ, согласуются между собой при всех энергиях; их средние значения $\omega_0 = (1300 \pm 10)$ МэВ и $\Gamma_0 = (330 \pm 20)$ МэВ существенно отличаются от полученных ранее [1, 6] для реакции перезарядки на водороде. Эти параметры не следует интерпретировать как значения массы и ширины Δ -изобары в ядре, т.к. ядерный Δ -пик может возникнуть в результате действия различных механизмов; параметры характеризуют пик в целом. Здесь важен сам факт их существенного отличия от параметров Δ -пика в реакции $p({}^3\text{He}, t)\Delta^{++}$.

Как и для реакции $p({}^3\text{He}, t)\Delta^{++}$, в области $Q > 600$ МэВ при $p_0 \geq 10,79$ ГэВ/с, результат подгонки с учётом только одного брейт-вигнеровского пика при $\omega_0 \sim 1300$ МэВ идёт систематически ниже экспериментальных точек. Хорошей аппроксимации данных до значений $Q \sim 1,5$ ГэВ удаётся достичь добавлением в пробную функцию вкладов высших изобар с изоспином 3/2: семейства $\Delta(1600)$ и семейства $\Delta(1900)$ с табличными [7] параметрами. При импульсе 18,3 ГэВ/с величина этого вклада достигает $\sim 40\%$.

Инвариантные дифференциальные сечения $I^2_C({}^3\text{He}, t)$ перезарядки, поправленные на эффекты разрешения, представлены на рис. 4 и в таблице I. Относительная статистическая ошибка поправленных сечений принята такой же, как у исходных (не поправленных) сечений.

3. АНАЛИЗ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЙ $I^2_C({}^3\text{He}, t)$ РЕАКЦИИ

3.1. Главные особенности реакции $({}^3\text{He}, t)$ перезарядки на ядре углерода, проявляющиеся в энергетической зависимости её сечений и форме ядерного Δ -пика, состоят в следующем.

Относительный вклад от "квазиупругой" перезарядки в сечение $d\sigma/d\Omega(\theta)$ по сравнению с вкладом от перезарядки с Δ -возбуждением ядра быстро падает с ростом энергии (см. табл. 2 и рис. I). Таким образом, при высоких энергиях сечение реакции $I^2_C({}^3\text{He}, t)$ под нулевым углом в основном определяется процессом возбуждения Δ -изобарных степеней свободы ядра-мишени. Из рис. 4 и табл. 2 видно, что ядерный

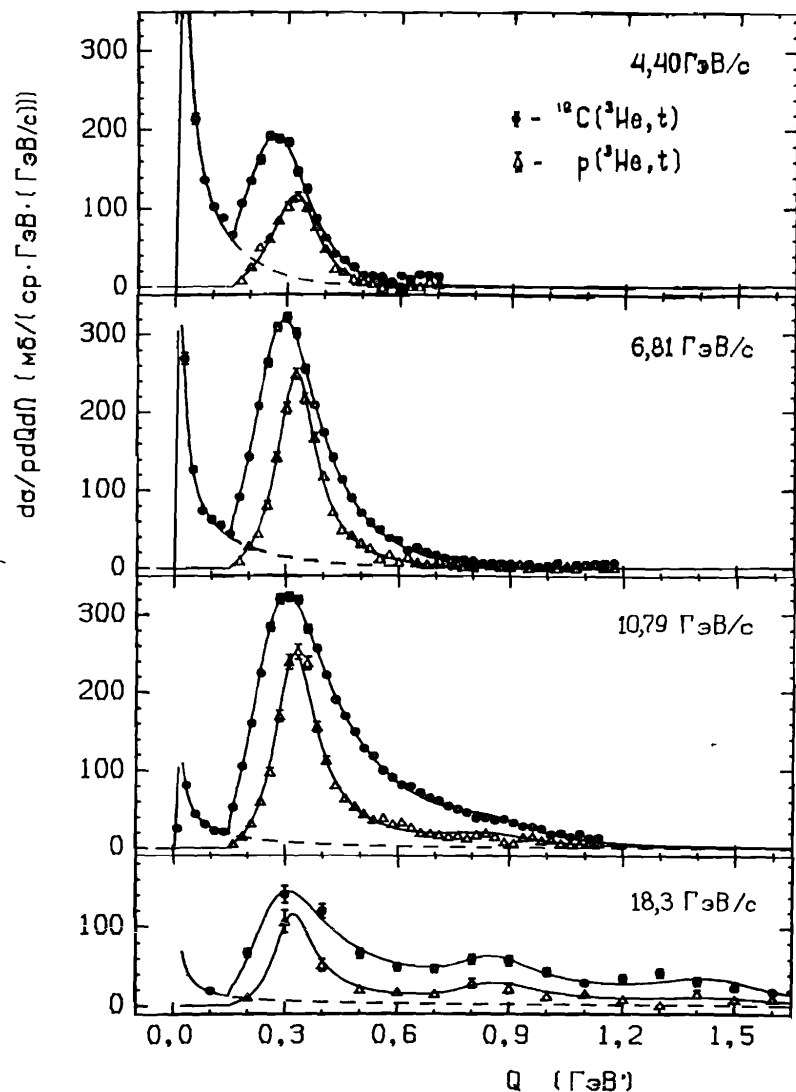


Рис. 4. Инвариантные сечения реакций $^{12}\text{C}({}^3\text{He}, t)$ и $p({}^3\text{He}, t)\Delta^{++}/6$ после учёта эффектов энергетического разрешения. Пунктиром показан ожидаемый вклад от "хвоста" пика "квазиупругой" перезарядки. Сплошная линия - результат аппроксимации сечений пробной функцией (2.3).

Δ - пик сдвигнут к меньшим переданным энергиям, чем Δ - пик в сечениях реакции $p({}^3\text{He}, t)\Delta^{++}$, а его ширина существенно больше. Это отражается и в отмеченном выше отличии брейт-вигнеровских параметров ядерного Δ - пика от параметров свободной $\Delta(1232)$ -изобары.

Таблица 2

Импульс пучка, ГэВ/с	Относ. вклад в $d\sigma/d\Omega$ ($^\circ$) от области $Q \leq 150$ МэВ	Положение макс. Δ - пика, МэВ		Ширина Δ - пика FWHM, МэВ		$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\omega)$
		$p({}^3\text{He}, t)$	$^{12}\text{C}({}^3\text{He}, t)$	$p({}^3\text{He}, t)$	$^{12}\text{C}({}^3\text{He}, t)$	
4,40	0,38	$322 \pm 2,5$	$274 \pm 2,5$	138 ± 9	182 ± 16	$1,82 \pm 0,05$
6,81	0,18	$327 \pm 1,5$	$295 \pm 1,5$	109 ± 5	204 ± 9	$1,77 \pm 0,03$
10,79	0,08	327 ± 2	305 ± 2	129 ± 7	257 ± 14	$1,95 \pm 0,03$
18,3	-	-	-	-	-	$2,14 \pm 0,17$

Показанные на рис. 5 данные, а также характеристики ядерного Δ - пика и величины отношений сечений $\frac{d\sigma}{d\Omega}(\omega) = \int_{Q>150 \text{ МэВ}} \frac{d\sigma}{d\Omega} dQ$ реакций $^{12}\text{C}({}^3\text{He}, t)$ и $p({}^3\text{He}, t)\Delta^{++}$ (табл. 2), получены после вычитания из сечений $\frac{d\sigma}{p d\Omega d\Omega}$ в области $Q > 150$ МэВ небольшого вклада от "хвоста" пика "квазиупругой" перезарядки (пунктирная линия на рис. 4). Эта процедура лишь слегка уменьшает отличие параметров ядерного Δ - пика от параметров Δ - пика в сечениях реакции $p({}^3\text{He}, t)$, поэтому отмеченные выше сдвиг и уширение Δ - пика не порождаются этим упрощённым способом учёта нерезонансного фона от "квазиупругой" перезарядки.

3.2. Отмеченные выше отличия Q - зависимости сечений $^{12}\text{C}({}^3\text{He}, t)$ -реакции в области ядерного Δ - пика от сечений реакции на свободном протоне нельзя объяснить в рамках т.н. "механизма квазисвободного рождения" Δ - изобары с учётом ферми-движения нуклонов в ядре. В этом случае форма ядерного Δ - пика в основном определялась бы (в соответствии с диаграммой на рис. 3) свёрткой сечения $(\frac{d\sigma}{p d\Omega d\Omega})_p$ "элементарной" $p({}^3\text{He}, t)\Delta^{++}$ -реакции с импульсным распределением нуклонов в углероде $\rho(\vec{p}_N)$:

$$\left(\frac{d\sigma}{p d\Omega d\Omega}\right)_c \sim \int d\vec{p}_N \rho(\vec{p}_N) I(\vec{p}_N) \left(\frac{d\sigma}{p d\Omega d\Omega}\right)_p(t(Q), \omega'(Q, \vec{p}_N)), \quad (3.1)$$

где $I(\vec{p}_N)$ - отношение потоков начальных частиц для реакции на покоящемся и движущемся с импульсом \vec{p}_N нуклоне. Использовались наши данные ^{16}O сечения $(\frac{d\sigma}{p d\Omega d\Omega})_p$, которое берётся при $t = Q^2 - (\vec{p}_0 - \vec{p}_N)^2$ и величине $\omega'^2 = (Q + E_N)^2 - (\vec{p}_0 - \vec{p}_N + \vec{p}_N)^2$, вычисляемой в соответствии с кинематикой столкновения ядра ${}^3\text{He}$ с внутриядерным нуклоном, имеющим импульс \vec{p}_N и энергию

$$E_N = M_A - M_{A-1} - T_{A-1} = m_N - \varepsilon - R^2/2(M_A - m_N + \varepsilon). \quad (3.2)$$

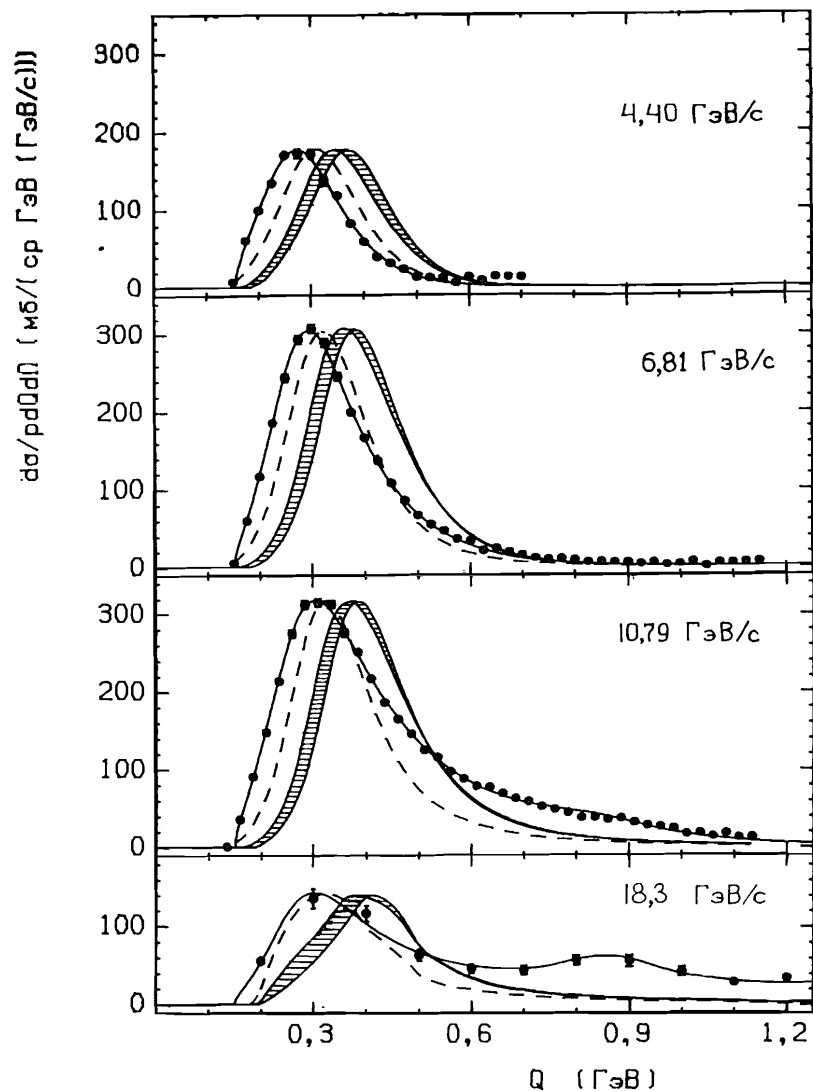


Рис.5. Инвариантные сечения реакции $^{12}\text{C}(^3\text{He}, t)$ с возбуждением Δ -изобар, полученные после вычитания вклада от "хвоста" пика "квазиупругой" перезарядки, и результаты анализа эффектов ферми-движения, выделенные штриховкой. Пунктирная линия - результат расчёта для рождения Δ -изобары, оставшейся связанной в ядре (см. текст). Для каждого импульса пучка расчёт нормирован на максимум ядерного Δ -пика.

Здесь M_A - масса ядра-мишени, M_{A-1} - масса системы из оставшихся $(A-1)$ нуклонов, $T_{A-1} = p_N^2/2M_{A-1}$ - её кинетическая энергия, ϵ - энергия отделения одного нуклона: $-\epsilon = M_A - M_{A-1} - m_N$.

Связь нуклона в ядре, приводящая к небольшому сходу его с массовой поверхности ($\epsilon_N^2 - p_N^2 \neq m_N^2$), отражена в формуле (3.2). Рассчитывая эффекты ферми-движения, мы использовали импульсные распределения $\rho(p_N^*)$, отвечающие как модели гармонического осциллятора (при этом энергии отделения нуклонов p - или s -оболочек равны, соответственно, 17,5 МэВ и 38,1 МэВ), так и модели ферми-газа ($\epsilon = 16$ МэВ либо 22 МэВ, что отвечает минимальной и средней энергиям отделения нуклона для ядра углерода) $^{12}/$.

Результаты расчёта показаны на рис. 5 заштрихованной областью, границы которой соответствуют крайним случаям образования Δ на нуклонах одной из оболочек (s или p) ядра углерода. Учёт ферми-движения в рамках предположения о квазисвободном механизме рождения Δ -изобары приводит к уширению Δ -пика и его сдвигу по отношению к положению соответствующего пика на протонах в сторону больших Q , что противоречит эксперименту. Разница между положениями рассчитанного таким способом и наблюдаемого в эксперименте ядерного Δ -пика составляет ~ 60 МэВ (для образования Δ на нуклонах p -оболочки) и ~ 85 МэВ (для s -оболочки) независимо от энергии пучка.

Описанный способ учёта эффектов ферми-движения нуклонов в ядре-мишени подразумевает, что система "виртуальный пион + внутриядерный нуклон" резонирует при полной энергии в системе их центра масс, равной массе свободной изобары. Но т.к. при этом нуклон-мишень связан в ядре и не находится на массовой поверхности, требуемые относительные импульсы резонирующих частиц должны быть больше, чем в случае рассеяния реальных пионов на свободном нуклоне. Можно предположить, однако, что система "виртуальный пион + внутриядерный нуклон" резонирует при таком же их относительном импульсе, как и в рассеянии реальных пионов на свободном нуклоне. Кинематически это соответствует рождению изобары, оставшейся связанной в ядре. В таком варианте расчёта Δ -пик уширяется и сдвигается относительно Δ -пика в перезарядке на протоне к меньшим переданным энергиям; правда, этот сдвиг заметно меньше экспериментально наблюдаемого (пунктирная линия на рис. 5).

3.3. Величину измеренных нами сечений мы также пытались воспроизвести расчётом, основанным на картине "квазисвободного рождения" Δ -изобары. Для такого расчёта мы использовали модель Глаубера-Ситенко $^{13}/$. Т.к. для нахождения Q -зависимости сечений эта модель требует знания волновых функций конечных состояний ядра, которые неизвестны, были вычислены лишь сечения $\frac{d\sigma}{d\Omega}(0^\circ)$ в приближении, использующем условие "полноты".

Сечение $\frac{d\sigma}{dR}(0^\circ)$ вычислялось по формуле

$$\left(\frac{d\sigma}{dR}\right)_c = \bar{P}_t^2 \langle i | \sum_{f'} \langle i' | F + |f\rangle \langle f' | F | i' \rangle | i \rangle, \quad (3.3)$$

где $|i\rangle, |i'\rangle$ - основные состояния ядра ^{12}C и ^3He соответственно, F - амплитуда вероятности образования изобары в реакции $^{12}\text{C}(^3\text{He}, t)\Delta^{++}$,

\bar{P}_t - средний импульс тритона, $|f\rangle$ - спиновые состояния тритона, по которым производится суммирование.

Амплитуда F в приближении "жёсткого" ядра $^3\text{He}/^{14}\text{I}$ имеет вид

$$F = \frac{i}{2\pi} \int e^{i\vec{q}\vec{e}} d\vec{e} \sum_{j=1}^3 \hat{r}(\vec{e}-\vec{s}_j) e^{-iP_{\parallel}z_j} \prod_{j \neq k} (1 - \Gamma_{e\ell}(\vec{e}-\vec{s}_k)). \quad (3.4)$$

Здесь \vec{s}_j, z_j - поперечная и продольная координаты нуклонов ядра ^{12}C , $\hat{r}(\vec{e}-\vec{s}_j)$ - профильная функция для рождения изобары на j -м нуклоне в реакции $N(^3\text{He}, t)\Delta$, \vec{q} и P_{\parallel} - поперечная и продольная компоненты переданного импульса в лабораторной системе, $\Gamma_{e\ell}(\vec{e}-\vec{s}_k)$ - функция профиля упругого рассеяния ядер ^3He и t на нуклонах мишени. С учётом формулы (3.4) выражение (3.3) для сечения реакции $^{12}\text{C}(^3\text{He}, t)$ можно представить в виде

$$\left(\frac{d\sigma}{dR}\right)_c = \bar{P}_t^2 / (2\pi)^2 \int e^{i\vec{q}(\vec{e}-\vec{e}')} d\vec{e} d\vec{e}' \times \langle i | \sum_{j=1}^3 \sum_{f'} \langle i' | \hat{r}^*(\vec{e}'-\vec{s}_j) | f' \rangle \langle f' | \hat{r}(\vec{e}-\vec{s}_j) | i \rangle \times \quad (3.5)$$

$$\times \prod_{k \neq j} (1 - \Gamma_{e\ell}(\vec{e}-\vec{s}_k)) (1 - \Gamma_{e\ell}^*(\vec{e}'-\vec{s}_k)) | i \rangle.$$

Функции профиля, входящие в (3.5), выражаются через амплитуды элементарных процессов $NN \rightarrow NN, NN \rightarrow N\Delta$ (при этом удобно использовать преобразование Гартенхауза-Шварца)/15/:

$$\Gamma_{e\ell}(\vec{e}) = \sum_{\alpha=1}^3 g_{\alpha} \exp(-e^2/h_{\alpha}), \quad (3.6)$$

$$h_1 = 2(\sigma_{NN} + R^2/3), \quad h_2 = \sigma_{NN} + R^2/6, \quad h_3 = 2\sigma_{NN}/3,$$

$$g_1 = 3\zeta(1 + R^2/3h_1), \quad g_2 = -3\zeta^2(1 + R^2/3h_2), \quad g_3 = \zeta^3(1 + R^2/3h_3),$$

$$\zeta = \sigma_{NN}(1 - i\alpha_{NN}) / 2\pi(R^2 + 2\sigma_{NN}),$$

$$\sum_{f'} \langle i' | \hat{r}^*(\vec{e}'-\vec{s}_j) | f' \rangle \langle f' | \hat{r}(\vec{e}-\vec{s}_j) | i \rangle = \quad (3.7)$$

$$= \frac{d_j}{\pi} \frac{d\ell}{d\vec{q}^2} (pp \rightarrow n\Delta^{++}) \Big|_{\vec{q}^2=0} \times \sum_{\alpha=1}^3 \sum_{\beta=1}^3 a_{\alpha} a_{\beta}^* \exp(-\frac{\vec{p}_{\alpha}^2 R^2}{3}) \times$$

$$\times \exp\left(-\frac{(\vec{e}-\vec{s}_j)^2}{C_{\alpha}} - \frac{(\vec{e}'-\vec{s}_j)^2}{C_{\beta}}\right),$$

$$C_1 = 2\sigma_{N\Delta} + 2R^2/3, \quad a_1 = \zeta'(1 + R^2/3C_1),$$

$$C_2 = \frac{(2\sigma_{N\Delta} + R^2)(2\sigma_{NN} + R^2)}{2(\sigma_{NN} + \sigma_{N\Delta} + R^2)} - \frac{R^2}{3}, \quad a_2 = -2\zeta\zeta'(1 + R^2/3C_2),$$

$$C_3 = \frac{(2\sigma_{N\Delta} + R^2)(2\sigma_{NN} + R^2)}{2\sigma_{NN} + 4\sigma_{N\Delta} + 3R^2} - \frac{R^2}{3}, \quad a_3 = \zeta^2\zeta'(1 + R^2/3C_3),$$

$$\zeta' = 2 / (R^2 + 2\sigma_{N\Delta}).$$

Здесь σ_{NN}, α_{NN} - полное сечение и отношение действительной части амплитуды упругого NN -рассеяния "вперед" к мнимой, σ_{NN} и $\sigma_{N\Delta}$ - параметры наклона "элементарных" сечений $NN \rightarrow NN$ и $NN \rightarrow N\Delta$ реакций, \hat{r}_{\parallel} - средняя продольная передача импульса в системе покоя ^3He . При получении выражений (3.6), (3.7) предполагалось, что пространственная часть волновых функций ядер ^3He и t имеет факторизованный вид $\Psi = \prod_{\alpha=1}^3 (\pi R_{\alpha}^2)^{-3/4} \exp(-r_{\alpha}^2/2R_{\alpha}^2)$, где $R^2 = R_{\alpha}^2 - \hat{r}_{\parallel}^2$, параметр R_{α} взят равным полусумме электромагнитных радиусов ядер ^3He и t /16/.

Изотопический весовой множитель d_j в формулах (3.7) равен 1 для рождения Δ -изобары на протоне и 1/3 - для рождения на нейтроне.

Волновая функция ядра ^{12}C также бралась в факторизованном виде:

$$|\Psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_{12})|^2 = \prod_{j=1}^{12} \rho(r_j).$$

Одночастичная плотность $\rho(r)$ бралась в форме, соответствующей оболочечной модели:

$$\rho(r) = (A + Br^2) \exp(-r^2/R_A^2).$$

Параметр $R_A^2 = \langle R_c \rangle^2 - \hat{r}_{\parallel}^2$ выбирался так, чтобы среднеквадратичный электромагнитный радиус совпадал с экспериментальным значением

$$\langle R_c \rangle = 2,38 \text{ фм} / \sqrt{17}.$$

При указанных выше предположениях большая часть интегралов в формулах (3.4), (3.5) вычисляется аналитически и окончательное выражение для дифференциального сечения $d\sigma/dR$ имеет вид

$$\left(\frac{d\sigma}{dR}\right)_c = \frac{8\bar{P}_t^2}{2\pi} \int \vec{e}\vec{e}' d\vec{e} d\vec{e}' \int d\vec{s} \int_0^{2\pi} (q\sqrt{e^2 + e'^2 - 2ee'\cos\varphi}) \zeta(e^2, e'^2, ee'\cos\varphi), \quad (3.8)$$

$$\zeta(e^2, e'^2, ee'\cos\varphi) = \frac{1}{\pi} \frac{d\ell}{d\vec{q}^2} (pp \rightarrow n\Delta^{++}) \Big|_{\vec{q}^2=0} \times$$

$$\times \exp\left(-\frac{P_{\parallel}^2 R^2}{3}\right) \int \rho(\vec{r}) d\vec{r} \sum_{\alpha=1}^3 \sum_{\beta=1}^3 a_{\alpha} a_{\beta}^* \exp\left(-\frac{(\vec{e}-\vec{r})^2}{C_{\alpha}} - \frac{(\vec{e}'-\vec{r})^2}{C_{\beta}}\right) \times$$

$$\times \left[\int \rho(\vec{r}') d\vec{r}' \left(1 - \sum_{\alpha=1}^3 g_{\alpha} \exp\left(-\frac{(\vec{e}-\vec{r}')^2}{h_{\alpha}}\right)\right) \times$$

$$\times \left(1 - \sum_{\beta=1}^3 g_{\beta}^* \exp\left(-\frac{(\vec{e}'-\vec{r}')^2}{h_{\beta}}\right)\right) \right].$$

Дифференциальное сечение образования Δ^{++} -изобар в реакции $p(^3\text{He}, t)$ было рассчитано нами ранее в работе^{/6/}. Отношение сечений $(\frac{d\sigma}{d\Omega})_c / (\frac{d\sigma}{d\Omega})_p$, вычисленное описанным выше способом, составляет 0,8 при $p_0 = 6,81$ ГэВ/с, что примерно вдвое меньше измеренного. Это отношение слабо зависит от начальной энергии, т.к. в интервале импульсов 2+6 ГэВ/с сечение σ_{NN} практически постоянно.

Таким образом, учёт только "квазисвободного" механизма возбуждения Δ -изобар в ядре недостаточен для описания сечений реакции $^{12}\text{C}(^3\text{He}, t)$ и не позволяет объяснить наблюдаемые в эксперименте особенности их поведения.

4. ОСНОВНЫЕ ИТОГИ ЭКСПЕРИМЕНТА И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Анализ измеренных нами при импульсах от 4,40 до 18,3 ГэВ/с дифференциальных сечений реакции $^{12}\text{C}(^3\text{He}, t)$ показал, что при энергиях, заметно больших порога рождения Δ -изобар, перезарядка ядер гелия-3 в тритий, вылетающих под нулевым углом, идёт в основном через возбуждение Δ -изобар в ядре-мишени: вклад "квазиупругой" перезарядки с возбуждением низколежащих ядерных уровней быстро падает с ростом энергии и, начиная с $p_0 = 6,81$ ГэВ/с, он не превышает 20%. При импульсах выше 10 ГэВ/с замечен вклад в сечение реакции $^{12}\text{C}(^3\text{He}, t)$ от процессов с возбуждением в ядре тяжелых изобар с изоспином 3/2.

Детальный анализ эффектов ферми-движения нуклонов в углероде и глауберовские расчёты, выполненные на основе предположения о "квазисвободном" механизме возбуждения изобар в ядрах, подтвердили сделанный нами ранее^{/1,2/} вывод о том, что качественные различия между ядерным Δ -пиком и Δ -пиком в сечениях перезарядки на свободных протонах нельзя объяснить в рамках картины "квазисвободного" рождения изобар в ядрах. К этому же выводу пришли в последнее время и авторы работ^{/18/}, изучавшие перезарядку $(^3\text{He}, t)$ при $p_0 = 3,9$ ГэВ/с.

Таким образом, для объяснения причин сдвига и уширения ядерного Δ -пика, а также расхождения более чем вдвое между измеренными и вычисленными сечениями $\frac{d\sigma}{d\Omega}(0^\circ)$ реакции $^{12}\text{C}(^3\text{He}, t)$, необходим учёт других механизмов, например, имеющих коллективный характер. Теоретическая разработка моделей, учитывающих такие механизмы, началась в последнее время. Так, например, в работе^{/19/} сдвиг ядерного Δ -пика объясняется на основе предположения об образовании изоэдра углерода в реакции $^{12}\text{C}(^3\text{He}, t)$. Однако, в этой работе игнорируется факт уширения ядерного Δ -пика, что может повлиять на полученные в ней количественные результаты. В работах^{/4/} рассматривается альтернативный подход, а именно: возможность возбуждения в ядре-мишени коллективных пионных степеней

свободы ядра. Однако результаты^{/4/} пока находятся лишь в качественном соответствии с экспериментальными данными^{/1,2,18/}. В работе^{/2/} мы отмечаем, что наблюдаемые в реакции перезарядки $(^3\text{He}, t)$ на ядре особенности ядерного Δ -пика похожи на известные аномалии в энергезависимости полных $\mathcal{N}A$ -сечений^{/20/}, где также наблюдается сдвиг резонансного Δ -пика к меньшим энергиям и его уширение по сравнению с Δ -пиком в полных сечениях $\mathcal{N}N$ -рассеяния. Это даёт основание предположить, что причины сдвига и уширения ядерного Δ -пика являются общими для этих реакций, а результаты теоретических попыток^{/21/} объяснить энергезависимость сечений $\mathcal{N}A$ -рассеяния могут быть использованы и для понимания данных о сечениях $(^3\text{He}, t)$ перезарядки на ядрах.

Авторы благодарны сотрудникам Лаборатории высоких энергий ОИЯИ за поддержку и интерес к этим исследованиям. Мы выражаем признательность за полезные обсуждения полученных результатов А.М.Балдину, Ю.В.Гапонову, В.Ф.Дмитриеву и И.А.Савину. Большую помощь при выполнении этой работы оказали нам Э.П.Мотина и Р.Н.Петрова.

Литература

1. Воробьёв Г.Г. и др. Труды III Всесоюзного семинара "Программа экспериментальных исследований на мезонной фабрике ИЯИ АН СССР", 23-27 апр. 1983 г. (Звенигород), с.313, М.: ИЯИ АН СССР, 1984; Ableev V.G. et al. JINR, E1-83-486, Dubna, 1983; Аблеев В.Г. и др. - "Письма в ЖЭТФ", 1984, 40, с.35.
2. Елисеев С.М., Запорожец С.А. и др. В кн. "Труды VIII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий", ДИ, 2-86-668, т. II, с.308, Дубна, ОИЯИ, 1986. Ableev V.G. et al. JINR, E1-87-246, Dubna, 1987.
3. См., например: Dover C.B., Lemmer R.H. - Phys.Rev., 1973, C7, p.2312; Barschay S., Rostokin V., Vagradov G. - Phys.Lett., 1973, 43B, p.271; Freedman R.A. et al. - Phys.Lett., 1981, 103B, p.397; Karaoglu B., Moniz E.J. - Phys.Rev., 1986, C33, p.974.
4. См. например: Dmitriev V.F., Suzuki T. - Nucl.Phys., 1985, A438, p.697; Дмитриев В.Ф., Судзуки Т. В кн. "Нуклон-нуклонные и адрон-ядерные взаимодействия при промежуточных энергиях", Труды симпозиума. 23-25 апр. 1984 г., Л.: ЛИЯФ, 1984 г., с.301; Dmitriev V.F. INPh preprint 86-118, Novosibirsk, INPh., 1986; Chanfray G., Ericson M. - Phys.Lett., 1984, 141B, p.163.
5. Гришин В.Г., Подгорецкий М.И. P-1508, ОИЯИ, Дубна, 1964; Лексин Г.А. В сб.: "Проблемы современной ядерной физики", М., "Наука", 1972, с.511.

6. Аблеев В.Г. и др. PI-86-435, ОИЯИ, Дубна, 1986.
7. "Review of Particle Properties", 1982 ed. p.217, CERN, Geneva, 1982.
8. Аблеев В.Г. и др. - ПТЭ, 1983, №1, с.33.
9. Dunn P.S. et al. - Phys.Rev., 1983, C27, p.71.
10. Contardo D., Ph.D. Thesis, Saclay, 1984.
11. Jackson J.D. Nuovo Cim., 1964, 34, p.1344.
12. Азнаурян И.Г., Трошенкова И.А. - ЯФ, 1986, 43, с.342 и ссылки к этой работе; Falk W.R. et al. - Phys.Rev., 1986, C33, p.989; Mougey J. - Nucl.Phys., 1980, A335, p.35.
13. Ситенко А.Г. - Укр.Физ.Журн., 1959, 4, с.159; Glauber R.J. In: "Lectures in Theor.Phys.", Wiley-Inter-Sci.
14. Tekou A. - Nucl.Phys., 1972, B46, p.152; Trefil J.S. - Nucl.Phys., 1969, B11, p.330.
15. Bassel R.H., Wilkin C. - Phys.Rev., 1968, 174, p.1179; Gartenhaus S., Schearz C.L. - Phys.Rev., 1957, 108, p.482.
16. Hadjimichael E., Conlard B., Bornais R. - Phys.Rev., 1983, C27, p.831.
17. Reuter W. et al. - Phys.Rev., 1982, C26, p.806.
18. Gaarde C. In: "Nuclear Structure 1985" ed. by R. Broglia, B. Hagemann & B. Herskind Elsevier Sci.Publ., B.V. 1985, p.449; Contardo D. et al. - Phys.Lett., 1986, 168B, p.331.
19. Jain B.K. - Phys.Rev., 1985, C32, p.1253.
20. Полные сечения π C - рассеяния опубликованы в работах: Игнатенко А.Е. и др. - ЭФТФ, 1956, 31, с.844; ДАН, 1959, 103, с.395; Binon F. et al. - Nucl.Phys., 1970, B17, p.168; - Nucl.Phys., 1971, B33, p.421; 1972, B40, 608(E); Marshall J.F. et al. - Phys.Rev., 1970, C1, p.1685; Wilkin C. et al. - Nucl.Phys., 1973, B62, p.61; Caris J.C. et al. - Phys.Rev., 1969, 126, p.295; Crozon M. et al. Nucl.Phys. - 1965, B64, p.567.
21. Ранние работы, в которых обсуждались данные по π A - сечениям: Ericson T.E.O., Hüfner J. - Phys.Lett., 1970, B33, p.601; Locher M.P. et al. - Nucl.Phys., 1971, B27, p.598; Bethe H.A. - Phys.Rev.Lett., 1973, 30, p.105.

Рукопись поступила в издательский отдел
1 июня 1987 года.

Аблеев В.Г. и др.

P1-87-374

Перезарядка релятивистских ядер гелия-3 в тритоны на углероде с возбуждением Δ -изобар в ядре-мишени

Представлены инвариантные дифференциальные сечения реакции перезарядки ядер гелия-3 в тритоны на ядрах углерода, измеренные под малыми ($\theta \leq 0.4^\circ$) углами с погрешностью абсолютной нормировки около 10% при импульсах от 4,4 до 10,8 ГэВ/с и не выше 20% при 18,3 ГэВ/с. Сечения поправлены на эффекты импульсного разрешения спектрометра. Обнаружено, что главный вклад в сечение исследуемой реакции дает процесс Δ -изобарного возбуждения ядра-мишени, имеющий признаки коллективности. К этому заключению приводят результаты сравнения полученных сечений с сечениями $p(^3\text{He}, t)\Delta^{++}$ -реакции, а также анализа эффектов ферми-движения нуклонов в ядре и расчетов сечений $d\sigma/d\Omega(0^\circ)$ образования Δ -изобар в реакциях перезарядки на ядре и свободном протоне.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1987

Перевод Л.Н.Барабаш

Ableev V.G. et al.

P1-87-374

Charge-Exchange of Helium-3 Relativistic Nuclei to Tritons on Carbon with Δ -Isobar Excitation in the Target-Nucleus

The invariant differential cross sections of a helium-3 to triton charge-exchange reaction on carbon nuclei measured at small ($\theta \leq 0.4^\circ$) angles with an absolute normalization uncertainty of about 10% at momenta from 4.4 GeV/c up to 10.8 GeV/c and no more than 20% at 18.3 GeV/c are presented. The cross sections are corrected for the spectrometer momentum resolution effects. It is found that a main contribution to the reaction cross section is made by the process of Δ -isobar excitation of the target-nucleus which has signs of collectivity. This conclusion is based (i) on the results of comparison of these data with those on a $p(^3\text{He}, t)\Delta^{++}$ reaction, (ii) on the analysis of the Fermi-motion effects and (iii) on the calculations of Δ -isobar production cross sections $d\sigma/d\Omega(0^\circ)$ for charge-exchange reactions on the nucleus and a free proton.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research, Dubna 1987