

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

АБЛЕЕВ В. Г., ДИМИТРОВ Х. <sup>1)</sup>, ЕЛИСЕЕВ С. М., ЗАПОРОЖЕЦ С. А.,  
 ИНОЗЕМЦЕВ В. И., МАЛИНИН А. Г. <sup>2)</sup>, НАУМАНН Б., НАУМАНН Л.,  
 НОЙБЕРТ В. <sup>3)</sup>, НОМОФИЛОВ А. А., ПЕНЧЕВ Л. <sup>1)</sup>, ПИСКУНОВ Н. М.,  
 СИТНИК И. М., СТРОКОВСКИЙ Е. А., СТРУНОВ Л. Н., ШАРОВ В. И.

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

(Поступила в редакцию 8 июня 1987 г.)

Представлены инвариантные дифференциальные сечения реакции перезарядки ядер гелия-3 в тритоны на ядрах углерода, измеренные под малыми углами  $\theta \leq 0,4^\circ$  с погрешностью абсолютной нормировки  $\sim 10\%$  при импульсах от 4,4 до 10,8 ГэВ/с и  $\leq 20\%$  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 реакции  $p(^3\text{He}, t)\Delta^{++}$ , а также анализа эффектов ферми-движения нуклонов в ядре и расчетов сечений  $\frac{d\sigma}{d\Omega}(0^\circ)$  образования Δ-изобар в реакциях перезарядки на ядре и свободном протоне.

### 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  $\sim 300$  МэВ, характерной для перехода в Δ-изобару. Наш интерес к этой реакции связан прежде всего с тем, что свойства изобар в ядрах могут оказаться отличными от свойств свободной из-за влияния ядра [3]; могут проявиться и другие эффекты коллективной природы [4] вплоть до образования систем изобарного типа [5]. Постановка наших опытов — регистрация тритонов под малыми углами  $\theta \leq 0,4^\circ$  при высоких энергиях пучка — обеспечивала благоприятные условия для взаимодействия возникшей в ядре Δ-изобары с нуклонами ядра, так как 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 реакции на ядре и протоне существенно (в 2 раза) выше, чем ожидается на основе Глауберовских расчетов. Анализ же перезарядки  $p(^3\text{He}, t)$ , проведенный нами ранее, показал, что эта реакция идет через возбуждение протонов мишени в Δ-изобары и экспериментальные данные хорошо согласуются с расчетами Глаубера — Ситенко и модели одномезонного обмена с использованием табличных [6] значений параметров Δ-изобары.

Особенности Δ-изобарных возбуждений в ядре углерода по сравнению с протоном позволили нам сделать вывод о существенной роли эффектов

<sup>1)</sup> Центральная лаборатория автоматизации и научного приборостроения, БАН, София.

<sup>2)</sup> Институт теоретической и экспериментальной физики ГКИАЭ, Москва.

<sup>3)</sup> Центральный институт ядерных исследований АН ГДР, Россендорф.

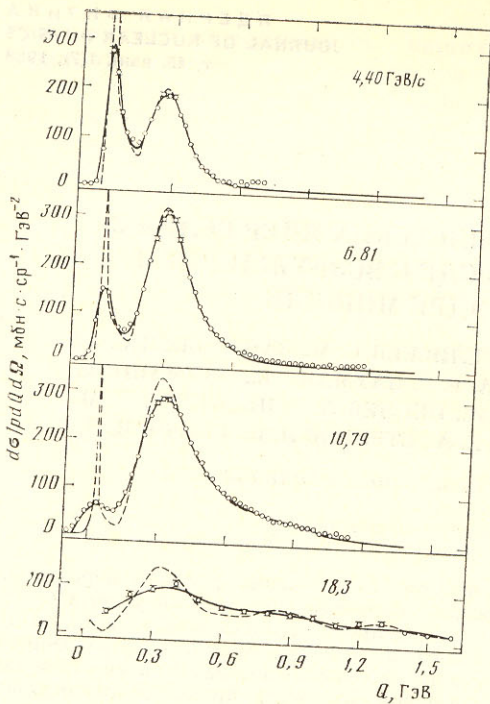


Рис. 1

Рис. 1. Инвариантные сечения реакции  $^{12}\text{C}(^3\text{He}, t)$  (точки) в зависимости от переданной мишени энергии  $Q = E_0 - E_t$ . Сплошные кривые — аппроксимация данных сверткой (2.2) пробной функции (2.3) с функцией импульсного разрешения; штриховые — поведение пробной функции

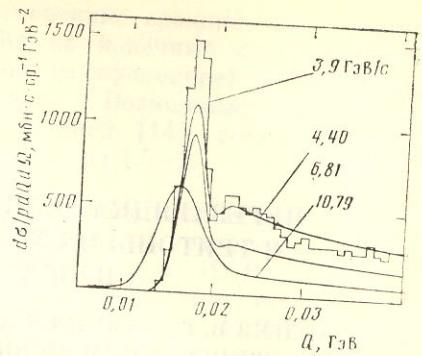


Рис. 2

Рис. 2. Гистограмма — данные работы [10] по реакции  $^{12}\text{C}(^3\text{He}, t)^{12}\text{N}^*$ . Сплошные кривые — поведение функции  $W(\{A_1\}, Q)$ , полученное в результате подгонки свертки  $F(\{A\}, Q)$  (см. текст) к нашим данным

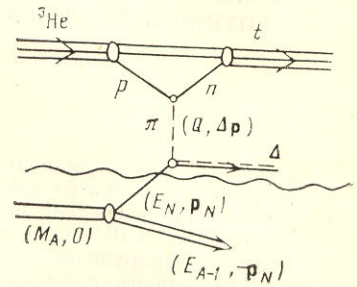


Рис. 3

Рис. 3. Диаграмма импульсного приближения для процесса квазисвободного рождения  $\Delta$ -изобары на нуклоне ядра

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  $^{12}\text{C}(^3\text{He}, t)$  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  $\Delta$ -пика и представлены расчеты 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» [7], импульсное разрешение которого составляло  $\Delta p/p \sim 0,5\%$ . Угловой аксептанс спектрометра обеспечивал регистрацию тритонов, испущенных из мишени под углом  $\theta \leq 0,4^\circ$ . Подробное описание характеристик установки, процедуры накопления данных и их обработки содержится в работе [8].

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 таблице; представленные на рис. 1 предварительные данные при  $18,3$  ГэВ/с имеют точность абсолютной нормировки  $\leq 20\%$ .

Для корректного анализа сечений, измеренных при разных энергиях первичного пучка, необходимо учесть их искажения, связанные с им-

Инвариантные сечения  $d\sigma/pdQd\Omega$  реакции  $^{12}\text{C}(^3\text{He}, t)$ 

Q, МэВ	Сечения, мбн/(ср·ГэВ <sup>2</sup> /с)		Q, МэВ	Сечения, мбн/(ср·ГэВ <sup>2</sup> /с)	
	не поправленные на разрешение	поправленные на разрешение		не поправленные на разрешение	поправленные на разрешение
$p_0=4,40$ ГэВ/с, $\delta=13\%$ *, $\sigma_Q=19$ МэВ **					
-75	0,5±0,4	—	325	145,7±5,4	146,6±5,4
-50	0,0±0,2	—	350	125,5±5,0	124,8±5,0
-25	4,8±1,0	—	375	88,6±4,3	87,3±4,3
0	72,8±4,2	—	400	63,6±3,7	62,2±3,6
25	272,5±8,1	448,7±13,3	425	42,8±3,9	41,6±3,8
50	228,3±7,4	213,2±7,0	450	34,2±3,5	33,0±3,4
75	147,5±5,0	136,1±4,6	475	25,6±3,1	24,7±3,0
100	106,7±4,3	102,1±4,1	500	14,6±2,6	14,0±2,5
125	92,5±4,1	87,9±3,8	525	13,6±2,4	13,0±2,3
150	87,3±3,9	66,1±3,0	550	12,8±2,5	12,2±2,4
175	105,7±4,4	106,2±4,4	575	6,1±2,9	5,8±2,8
200	134,0±4,9	134,7±5,0	600	14,5±3,3	13,7±3,1
225	159,0±5,4	161,6±5,5	625	9,6±2,9	9,0±2,8
250	186,7±5,0	191,5±5,2	650	15,6±3,5	14,5±3,3
275	184,0±5,0	188,8±5,1	675	15,2±3,6	14,4±3,3
300	180,7±5,0	184,0±5,1	700	14,3±3,4	13,2±3,1
$p_0=6,81$ ГэВ/с, $\delta=10\%$ , $\sigma_Q=24$ МэВ					
-75	0,2±0,2	—	575	38,9±1,9	38,0±1,9
-50	1,2±0,4	—	600	35,6±2,0	34,8±2,0
-25	15,3±1,5	—	625	23,0±1,6	22,4±1,6
0	79,5±3,4	—	650	25,9±1,7	25,3±1,7
25	146,7±4,4	269,1±8,1	675	20,8±1,6	20,3±1,5
50	138,1±4,3	125,9±3,9	700	16,9±1,4	16,5±1,4
75	86,3±3,1	73,8±2,6	725	12,8±1,5	12,5±1,5
100	66,8±2,7	62,0±2,5	750	10,7±1,4	10,4±1,3
125	62,2±2,6	54,6±2,3	775	11,2±1,4	10,9±1,4
150	74,4±2,9	44,0±1,7	800	9,5±1,3	9,2±1,3
175	96,0±3,3	91,4±3,1	825	6,4±1,1	6,2±1,0
200	147,0±4,0	143,2±3,9	850	7,2±1,3	7,0±1,3
225	206,3±4,8	207,7±4,8	875	6,0±1,2	5,8±1,2
250	253,8±5,3	263,0±5,5	900	6,3±1,2	6,1±1,2
275	293,9±5,7	308,7±6,0	925	4,0±1,2	3,8±1,1
300	307,0±5,9	321,0±6,0	950	5,9±1,3	5,5±1,3
325	292,1±5,8	300,4±5,9	975	2,5±1,2	2,4±1,1
350	252,0±5,4	254,6±5,4	1000	3,8±1,5	3,7±1,4
375	208,5±4,4	207,9±4,4	1025	7,2±2,0	6,9±1,9
400	175,1±4,0	173,1±4,0	1050	0,6±0,6	0,6±0,6
425	144,3±3,7	141,6±3,6	1075	5,5±1,8	5,2±1,7
450	115,5±3,3	113,1±3,2	1100	5,6±1,8	5,3±1,7
475	92,0±3,0	90,0±2,9	1125	6,6±1,9	6,2±1,8
500	72,0±2,6	70,4±2,6	1150	7,5±2,1	7,1±2,0
525	59,4±2,4	58,1±2,3	1175	7,7±2,1	7,2±2,0
550	50,3±2,2	49,2±2,2			
$p_0=10,79$ ГэВ/с, $\delta=8\%$ , $\sigma_Q=52$ МэВ					
-90	5,1±0,8	—	860	36,7±2,2	37,0±2,2
-65	13,6±1,2	—	885	34,9±2,3	35,0±2,3
-40	28,0±1,7	—	910	29,1±2,1	28,9±2,1
-15	45,0±2,1	—	935	26,9±1,8	26,4±1,8
10	61,3±2,5	27,1±1,1	960	25,5±1,8	24,8±1,7
35	66,7±2,5	86,1±3,2	985	20,7±1,7	20,0±1,7
60	57,1±2,3	44,6±1,8	1010	20,7±1,7	20,0±1,7
85	47,9±2,1	28,9±1,3	1035	21,2±1,7	20,4±1,6
110	49,8±2,0	23,1±0,9	1060	14,5±1,5	14,0±1,5
135	64,0±2,3	21,2±0,8	1085	14,5±1,5	14,0±1,5
160	90,9±2,8	54,1±1,6	1110	13,5±1,5	13,1±1,4
185	124,5±3,2	104,8±2,7	1135	13,5±1,3	13,1±1,2
210	162,1±3,5	159,4±3,4	1160	11,9±1,3	11,6±1,3
235	212,0±4,0	229,8±4,4	1185	12,8±1,4	12,5±1,3
260	247,5±4,3	283,3±5,0	1210	10,4±1,2	10,2±1,2
285	277,9±5,3	322,1±6,1	1235	8,6±0,9	8,4±0,8
310	286,5±5,1	325,3±5,8	1260	7,0±0,8	6,9±0,8
335	283,4±5,0	309,8±5,5	1285	7,7±0,8	7,6±0,8

Q, МэВ	Сечения, мбн/(ср·ГэВ <sup>2</sup> /с)		Q, МэВ	Сечения, мбн/(ср·ГэВ <sup>2</sup> /с)	
	не поправленные на разрешение	поправленные на разрешение		не поправленные на разрешение	поправленные на разрешение
360	270,7±4,9	284,2±5,2	1310	5,7±0,7	5,7±0,7
385	248,5±4,7	252,2±4,8	1335	7,6±0,8	7,6±0,8
410	221,9±4,2	219,8±4,2	1360	6,1±0,7	6,1±0,7
435	199,7±4,2	194,8±4,1	1385	5,8±0,7	5,8±0,7
460	172,9±4,2	167,2±4,1	1410	4,5±0,6	4,6±0,6
485	152,8±4,0	147,2±3,8	1435	3,2±0,5	3,3±0,5
510	133,2±3,7	128,2±3,6	1460	4,3±0,5	4,3±0,5
535	120,2±3,5	115,7±3,4	1485	3,4±0,5	3,4±0,5
560	107,8±3,4	103,9±3,2	1510	3,1±0,4	3,0±0,4
585	95,1±3,2	91,7±3,0	1535	2,2±0,4	2,1±0,4
610	85,6±3,0	82,7±2,9	1560	2,4±0,4	2,2±0,4
635	81,5±3,3	78,6±3,2	1585	3,4±0,5	3,2±0,5
660	70,0±3,0	67,6±2,9	1610	1,8±0,4	1,6±0,4
685	62,8±2,8	60,8±2,7	1635	1,3±0,4	1,2±0,3
710	65,2±3,1	63,4±3,0	1660	1,5±0,4	1,3±0,4
735	55,8±2,9	54,5±2,8	1685	2,0±0,4	1,8±0,4
760	50,6±2,6	49,9±2,5	1710	1,4±0,4	1,2±0,4
785	41,1±2,3	40,9±2,3	1735	2,1±0,5	1,8±0,4
810	40,0±2,5	40,1±2,5	1760	0,6±0,4	0,5±0,3
835	39,0±2,3	39,3±2,3	1785	1,0±0,4	0,8±0,4

\* δ — точность абсолютной нормировки.  
 \*\* σ<sub>Q</sub> — разрешение по переданной энергии.

пульсным разрешением спектрометра. Для этого, как и в работе [8], использовалась следующая процедура. Не искаженные импульсным разрешением дифференциальные сечения находились согласно соотношению

$$(d\sigma/pdQd\Omega)_{\text{попр}} = (F(\{A\}, Q)/F(\{A\}, Q)) (d\sigma/pdQd\Omega)_{\text{изм}}, \quad (2.1)$$

где  $F(\{A\}, Q)$  — некоторая пробная функция, аппроксимирующая не искаженные сечения, а  $F(\{A\}, Q)$  — ее свертка с функцией разрешения спектрометра, взятой в гауссовой форме:

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

Параметры  $\{A\}$  находились из условия наилучшего согласия свертки (2.2) с измеренными (не поправленными) сечениями. Данные о разрешении установки σ<sub>Q</sub> приведены в табл. 1. Функция  $F(\{A\}, Q)$  бралась в форме

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

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 [1] формфактор ядра  $^3\text{He}$ , в котором  $R^2 = r_{\text{эм}}^2 - r_N^2$ ,  $r_{\text{эм}} = 1,935$  Фм [9],  $r_N = 0,8$  Фм,  $t = Q^2 - (p_0 - p_t)^2$ .

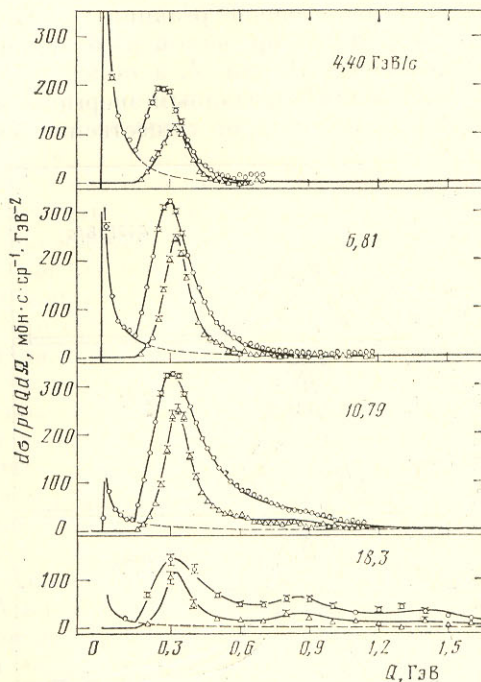
Функция  $W(\{A_1\}, Q)$  строилась на основе данных [10], полученных с высоким импульсным разрешением при  $p_0 = 3,9$  ГэВ/с. На рис. 2 приведены эти данные и показано поведение функции  $W(\{A_1\}, Q)$ , найденное при подгонке соответствующей части свертки  $F(\{A\}, Q)$  к нашим данным при разных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

Выбор функции  $R(\{A_2\}, Q)$ , как и ранее [8], основывался на предположении, что основной вклад в сечение реакции дает диаграмма рис. 3. Ферми-движением нуклона в ядре и его связью пренебрегалось, учитывались лишь главные факторы, определяющие форму Δ-пика:

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

где  $\varphi(\omega)$  — брейт-вигнеровская функция, а функция  $\Delta(\omega, t)$  учитывает внесамые поправки в форме Джексона [11]. Величина  $\omega^2 = (Q+m)^2 - (p_0 - p)^2$ , 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  $\bar{F}(\{A\}, Q)$  к данным в области  $Q < 600$  МэВ, согласуются между собой при всех энергиях; их средние значения  $\bar{\omega}_0 = 1300 \pm 10$  МэВ и  $\bar{\Gamma}_0 = 330 \pm 20$  МэВ существенно отличаются от полученных ранее [1, 8] для реакции перезарядки на водороде. Эти параметры не следует интерпретировать как значения массы и ширины  $\Delta$ -изобары в ядре, так как ядерный  $\Delta$ -пик может возникнуть в результате действия различных механизмов;

Рис. 4. Инвариантные сечения реакций  ${}^{12}\text{C}({}^3\text{He}, t)$  (○) и  $p({}^3\text{He}, t)\Delta^{++}$  (Δ) [8] после учета эффектов энергетического разрешения. Штрихами показан ожидаемый вклад от «хвоста» пика «квазиупругой» перезарядки. Сплошные кривые — результат аппроксимации сечений пробной функцией (2.3)



параметры характеризуют пик в целом. Здесь важен сам факт их существенного отличия от параметров  $\Delta$ -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 учетом только одного брейт-вигнеровского пика при  $\omega_0 \sim 1300$  МэВ идет систематически ниже экспериментальных точек. Хорошей аппроксимации данных до значений  $Q \sim 1,5$  ГэВ удастся достичь добавлением в пробную функцию вкладов высших изобар с изоспином  $3/2$ : семейства  $\Delta(1600)$  и семейства  $\Delta(1900)$  с табличными [6] параметрами. При импульсе 18,3 ГэВ/с величина этого вклада достигает  $\sim 40\%$ .

Инвариантные дифференциальные сечения  ${}^{12}\text{C}({}^3\text{He}, t)$  перезарядки, поправленные на эффекты разрешения, представлены на рис. 4 и в табл. 1. Относительная статистическая ошибка поправленных сечений принята такой же, как у исходных (непоправленных) сечений.

### 3. Анализ дифференциальных сечений реакции ${}^{12}\text{C}({}^3\text{He}, t)$

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

Относительный вклад от «квазиупругой» перезарядки в сечение  $\frac{d\sigma}{d\Omega}(0^\circ)$  по сравнению с вкладом от перезарядки с  $\Delta$ -возбуждением ядра быстро падает с ростом энергии (см. табл. 2 и рис. 1). Таким образом, при

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

высоких энергиях сечение реакции  $^{12}\text{C}(^3\text{He}, t)$  под нулевым углом в основном определяется процессом возбуждения  $\Delta$ -изобарных степеней свободы ядра-мишени. Из рис. 4, а также табл. 2 видно, что ядерный  $\Delta$ -пик сдвинут к меньшим переданным энергиям, чем  $\Delta$ -пик в сечениях реакции  $p(^3\text{He}, t)\Delta^{++}$ , а его ширина существенно больше. Это отражается и в от-

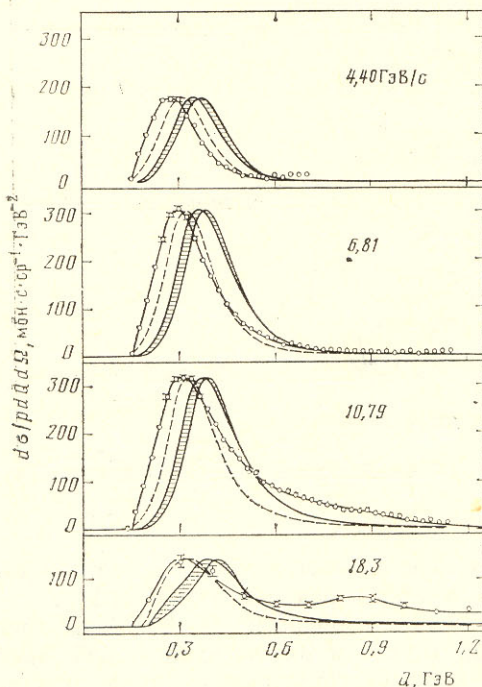


Рис. 5. Инвариантные сечения реакции  $^{12}\text{C}(^3\text{He}, t)$  (точки) с возбуждением  $\Delta$ -изобар, полученные после вычитания вклада от «хвоста» пика «квазиупругой» перезарядки, и результаты анализа эффектов ферми-движения, выделенные штриховкой. Штриховые кривые — результат расчета для рождения  $\Delta$ -изобары, остающейся связанной в ядре (см. текст). Для каждого импульса пучка расчет нормирован на максимум ядерного  $\Delta$ -пика

меченном выше отличии брейт-вигнеровских параметров ядерного  $\Delta$ -пика от параметров свободной  $\Delta(1232)$ -изобары.

Показанные на рис. 5 данные, а также характеристики ядерного  $\Delta$ -пика и величины отношений сечений

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(0^\circ) = \int_{Q > 150 \text{ МэВ}} \frac{d\sigma}{dQ d\Omega} dQ$$

реакций  $^{12}\text{C}(^3\text{He}, t)$  и  $p(^3\text{He}, t)\Delta^{++}$  (табл. 2) получены после вычитания из сечений  $d\sigma/pdQd\Omega$  в области  $Q > 150$  МэВ небольшого вклада от «хвоста» пика «квазиупругой» перезарядки (штриховая линия на рис. 4). Эта процедура лишь слегка уменьшает отличие параметров ядерного  $\Delta$ -пика от параметров пика в сечениях реакции  $p(^3\text{He}, t)$ , поэтому отмеченные выше сдвиг и уширение  $\Delta$ -пика не порождаются этим упрощенным способом учета нерезонансного фона от «квазиупругой» перезарядки.

2. Отмеченные выше отличия  $Q$ -зависимости сечений реакции  $^{12}\text{C}(^3\text{He}, t)$  в области ядерного  $\Delta$ -пика от сечений реакции на свободном протоне нельзя объяснить в рамках так называемого механизма квази-свободного рождения  $\Delta$ -изобары с учетом ферми-движения нуклонов в ядре. В этом случае форма ядерного  $\Delta$ -пика в основном определялась бы

(в соответствии с диаграммой на рис. 3) сверткой сечения  $(d\sigma/pdQd\Omega)_p$  «элементарной» реакции  $p(^3\text{He}, t)\Delta^{++}$  с импульсным распределением нуклонов в углероде  $\rho(\mathbf{p}_N)$ :

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

где  $I(\mathbf{p}_N)$  — отношение потоков начальных частиц для реакции на покоящемся и движущемся с импульсом  $\mathbf{p}_N$  нуклоне. Использовались наши данные [8] о сечении  $(d\sigma/pdQd\Omega)_p$ , которое берется при  $t=Q^2-(\mathbf{p}_0-\mathbf{p}_t)^2$  и величине  $\omega'^2=(Q+E_N)^2-(\mathbf{p}_0-\mathbf{p}_t+\mathbf{p}_N)^2$ , вычисляемой в соответствии с кинематикой столкновения ядра  $^3\text{He}$  с внутриядерным нуклоном, имеющим импульс  $\mathbf{p}_N$  и энергию

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

Здесь  $M_A$  — масса ядра-мишени,  $M_{A-1}$  — масса системы из оставшихся  $A-1$  нуклонов,  $T_{A-1} = p_N^2/2M_{A-1}$  — ее кинетическая энергия,  $\varepsilon$  — энергия отделения одного нуклона:  $-\varepsilon = M_A - M_{A-1} - m_N$ . Связь нуклона в ядре, приводящая к небольшому сходу его с массовой поверхности ( $E_N^2 - p_N^2 \neq m_N^2$ ), отражена в формуле (3.2). Рассчитывая эффекты ферми-движения, мы использовали импульсные распределения  $\rho(\mathbf{p}_N)$ , отвечающие как модели гармонического осциллятора (при этом энергии отделения нуклонов  $p$ - или  $s$ -оболочек соответственно равны 17,5 и 38,1 МэВ), так и модели ферми-газа ( $\varepsilon = 16$  либо 22 МэВ, что отвечает минимальной и средней энергиям отделения нуклона для ядра углерода [12]).

Результаты расчета показаны на рис. 5 заштрихованной областью, границы которой соответствуют крайним случаям образования  $\Delta$  на нуклонах одной из оболочек ( $s$  или  $p$ ) ядра углерода. Учет ферми-движения в рамках предположения о квазисвободном механизме рождения  $\Delta$ -изобары приводит к уширению  $\Delta$ -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  $\Delta$ -пика составляет  $\sim 60$  МэВ (для образования  $\Delta$  на нуклонах  $p$ -оболочки) и  $\sim 85$  МэВ (для  $s$ -оболочки) независимо от энергии пучка.

Описанный способ учета эффектов ферми-движения нуклонов в ядре-мишени подразумевает, что система «виртуальный пион+внутриядерный нуклон» резонирует при полной энергии в с.д.м., равной массе свободной изобары. Но так как 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, остающейся связанной в ядре. В таком варианте расчета  $\Delta$ -пик уширяется и сдвигается относительно  $\Delta$ -пика в перезарядке на протоне к меньшим переданным энергиям; правда, этот сдвиг заметно меньше экспериментально наблюдаемого (штриховые кривые на рис. 5).

3. Величину измеренных нами сечений мы также пытались воспроизвести расчетом, основанным на картине «квазисвободного рождения»  $\Delta$ -изобары. Для такого расчета мы использовали модель Глаубера — Ситенко [13]. Так как для нахождения  $Q$ -зависимости сечений в этой модели требуется знать волновые функции конечных состояний ядра, которые неизвестны, то были вычислены лишь сечения  $\frac{d\sigma}{d\Omega}(0^\circ)$  в приближении,

используемом условии полноты. Сечение  $\frac{d\sigma}{d\Omega}(0^\circ)$  вычислялось по формуле:

$$(d\sigma/d\Omega)_c = \bar{p}_t^2 \langle i | \sum_{f'} \langle i' | F^+ | f' \rangle \langle f' | F | i' \rangle | i \rangle, \quad (3.3)$$

где  $|i\rangle$ ,  $|i'\rangle$  — основные состояния ядра  $^{12}\text{C}$  и  $^3\text{He}$  соответственно,  $F$  — амплитуда вероятности образования изобары в реакции  $^{12}\text{C}(^3\text{He}, t)$ ,  $\bar{p}_i$  — средний импульс тритона,  $|f'\rangle$  — спиновые состояния тритона, по которым производится суммирование.

Амплитуда  $F$  в приближении «жесткого» ядра  $^3\text{He}$  [14] имеет вид

$$F = \frac{i}{2\pi} \int e^{i\mathbf{q}\mathbf{b}} d\mathbf{b} \sum_{j=1}^{12} \hat{\Gamma}(\mathbf{b}-\mathbf{s}_j) e^{-i p_{\parallel} z_j} \prod_{j \neq k} (1 - \Gamma_{el}(\mathbf{b}-\mathbf{s}_k)). \quad (3.4)$$

Здесь  $s_j$ ,  $z_j$  — поперечная и продольная координаты нуклонов ядра  $^{12}\text{C}$ ,  $\hat{\Gamma}(\mathbf{b}-\mathbf{s}_j)$  — профильная функция для рождения изобары на  $j$ -м нуклоне в реакции  $N(^3\text{He}, t)\Delta$ ,  $\mathbf{q}$  и  $p_{\parallel}$  — поперечная и продольная компоненты переданного импульса в л.с.,  $\Gamma_{el}(\mathbf{b}-\mathbf{s}_k)$  — функция профиля упругого рассеяния ядер  $^3\text{He}$  и  $t$  на нуклонах мишени. С учетом формулы (3.4) выражение (3.3) для сечения реакции  $^{12}\text{C}(^3\text{He}, t)$  можно представить в виде

$$\left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_c = \frac{\bar{p}_i^2}{(2\pi)^2} \int e^{i\mathbf{q}(\mathbf{b}-\mathbf{b}')} d\mathbf{b} d\mathbf{b}' \langle i | \sum_{j=1}^{12} \sum_{j'} \langle i' | \hat{\Gamma}^*(\mathbf{b}'-\mathbf{s}_j) | f' \rangle \times \\ \times \langle f' | \hat{\Gamma}(\mathbf{b}-\mathbf{s}_j) | i' \rangle \prod_{k \neq j} (1 - \Gamma_{el}(\mathbf{b}-\mathbf{s}_k)) (1 - \Gamma_{el}^*(\mathbf{b}'-\mathbf{s}_k)) | i \rangle. \quad (3.5)$$

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])

$$\Gamma_{el}(\mathbf{b}) = \sum_{\alpha=1}^3 g_{\alpha} \exp(-b^2/h_{\alpha}), \quad h_1 = 2(b_{NN} + R^2/3), \quad h_2 = b_{NN} + R^2/6, \\ h_3 = 2b_{NN}/3, \quad g_1 = 3\xi(1 + R^2/3h_1), \quad g_2 = -3\xi^2(1 + R^2/3h_2), \\ g_3 = \xi^3(1 + R^2/3h_3), \quad \xi = \sigma_{NN}(1 - i\alpha_{NN})/2\pi(R^2 + 2b_{NN}), \quad (3.6)$$

$$\sum_{j'} \langle i' | \hat{\Gamma}^*(\mathbf{b}'-\mathbf{s}_j) | f' \rangle \langle f' | \Gamma(\mathbf{b}-\mathbf{s}_j) | i \rangle = \frac{d_j}{\pi} \frac{d\sigma}{dq^2} (pp \rightarrow n\Delta^{++}) |_{q^2=0} \times \\ \times \sum_{\alpha=1}^3 \sum_{\beta=1}^3 a_{\alpha} a_{\beta}^* \exp(-\tilde{p}_{\parallel}^2 R^2/3) \exp\left(-\frac{(\mathbf{b}-\mathbf{s}_j)^2}{C_{\alpha}} - \frac{(\mathbf{b}'-\mathbf{s}_j)^2}{C_{\beta}}\right),$$

$$C_1 = 2b_{N\Delta} + 2R^2/3, \\ a_1 = \xi'(1 + R^2/3C_1), \quad C_2 = \frac{(2b_{N\Delta} + R^2)(2b_{NN} + R^2)}{2(b_{NN} + b_{N\Delta} + R^2)} - \frac{R^2}{3}, \\ a_2 = -2\xi\xi'(1 + R^2/3C_2), \quad C_3 = \frac{(2b_{N\Delta} + R^2)(2b_{NN} + R^2)}{2b_{NN} + 4b_{N\Delta} + 3R^2} - \frac{R^2}{3}, \\ a_3 = \xi^2\xi'(1 + R^2/3C_3), \quad \xi' = 2/(R^2 + 2b_{N\Delta}). \quad (3.7)$$

Здесь  $\sigma_{NN}$ ,  $\alpha_{NN}$  — полное сечение и отношение действительной части амплитуды упругого  $NN$ -рассеяния вперед к мнимой,  $b_{NN}$  и  $b_{N\Delta}$  — параметры наклона элементарных сечений реакций  $NN \rightarrow NN$  и  $NN \rightarrow N\Delta$ ,  $\tilde{p}_{\parallel}$  — средняя продольная передача импульса в системе покоя  $^3\text{He}$ . При получении выражений (3.6), (3.7) предполагалось, что пространственная часть волновых функций ядер  $^3\text{He}$  и  $t$  имеет факторизованный вид

$$\Psi = \prod_{\alpha=1}^3 (\pi R^2)^{-3/4} \exp(-r_{\alpha}^2/2R^2), \quad \text{где} \quad R^2 = R_i^2 - r_N^2,$$



параметр  $R_i$  взят равным полусумме электромагнитных радиусов ядер  ${}^3\text{He}$  и  $t$  [16].

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

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

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

Одночастичная плотность  $\rho(r)$  бралась в форме, соответствующей оболочечной модели,  $\rho(r) = (A + Br^2) \exp(-r^2/R_A^2)$ . Параметр  $R_A^2 = \langle R_C \rangle^2 - r_N^2$  выбирался так, чтобы среднеквадратичный электромагнитный радиус совпадал с экспериментальным значением  $\langle R_C \rangle = 2,38$  Фм [17].

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

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_c = \frac{8\bar{p}_t^2}{2\pi} \int bb' db db' \int_0^{2\pi} d\chi J_0 [q(b^2 + b'^2 - 2bb' \cos \chi)^{1/2}] \times \\ \times \xi(b^2, b'^2, bb' \cos \chi), \quad (3.8)$$

$$\xi(\mathbf{b}^2, \mathbf{b}'^2, \mathbf{b}\mathbf{b}') = \frac{1}{\pi} \frac{d\sigma}{dq^2} (pp \rightarrow n\Delta^{++}) |_{q^2=0} \times$$

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

$$\times \left[ \int \rho(\mathbf{r}) d\mathbf{r} \left(1 - \sum_{\alpha=1}^3 g_{\alpha} \exp\left(-\frac{(\mathbf{b}-\mathbf{r})^2}{h_{\alpha}}\right)\right) \left(1 - \sum_{\beta=1}^3 g_{\beta}^* \exp\left(-\frac{(\mathbf{b}'-\mathbf{r})^2}{h_{\beta}}\right)\right) \right]^{11}.$$

Дифференциальное сечение образования  $\Delta^{++}$ -изобары в реакции  $p({}^3\text{He}, t)$  было рассчитано нами ранее в [8]. Отношение сечений  $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_c / \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_p$

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, так как в интервале импульсов 2–6 ГэВ/с сечение  $\sigma_{NN}$  практически постоянно.

Таким образом, учет только квазисвободного механизма возбуждения  $\Delta$ -изобары 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  $\Delta$ -изобар, перезарядка ядер гелия-3 в тритий, вылетающих под нулевым углом, идет в основном через возбуждение  $\Delta$ -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, не превышает 20%. При импульсах  $> 10$  ГэВ/с заметен 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 расчеты, 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  $\Delta$ -пиком и  $\Delta$ -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  $\Delta$ -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 учет других механизмов, например имеющих коллективный характер. Теоретическая разработка моделей, учитывающих такие механизмы, началась в последнее время. Так, например, в работе [19] сдвиг ядерного  $\Delta$ -пика объясняется на основе предположения об образовании изоатра углерода в реакции  ${}^{12}\text{C}(\text{He}, t)$ . Однако в этой работе игнорируется факт уширения ядерного  $\Delta$ -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 [2] мы отмечаем, что наблюдаемые в реакции перезарядки ( ${}^3\text{He}, t$ ) на ядре особенности ядерного  $\Delta$ -пика похожи на известные аномалии в энергезависимости полных  $\pi A$ -сечений [20], где также наблюдается сдвиг резонансного  $\Delta$ -пика к меньшим энергиям и его уширение по сравнению с  $\Delta$ -пиком в полных сечениях  $\pi N$ -рассеяния. Это дает основание предположить, что причины сдвига и уширения ядерного  $\Delta$ -пика являются общими для этих реакций, а результаты теоретических попыток [21] объяснить энергезависимость сечений  $\pi A$ -рассеяния могут быть использованы и для понимания данных о сечениях ( ${}^3\text{He}, t$ ) перезарядки на ядрах.

Авторы благодарны сотрудникам ЛВЭ 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 З. П. Мотина и Р. Н. Петрова.

#### Литература

1. Воробьев Г. Г. и др. // Тр. III Всесоюз. семинара «Программа экспериментальных исследований на мезонной фабрике ИЯИ АН СССР». Звенигород, 23–27 апр. 1983. М.: ИЯИ АН СССР. 1984. С. 313. Ableev V. G. et al. JINR, E1-83-486. Dubna, 1983.
2. Аблеев В. Г. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1984. Т. 40. С. 35.
3. Елисеев С. М., Запорожец С. А. и др. // Тр. VIII Междунар. семинара по проблемам физики высоких энергий. Д2-86-668. Дубна: ОИЯИ, 1986. С. 308. Ableev V. G. et al. JINR, E1-87-246. Dubna, 1987.
4. Dover C. B., Lemmer R. H. // Phys. Rev. 1973. V. C7. P. 2312. Barschay S., Rostokin V., Vagradov G. // Phys. Lett. 1973. V. 43B. P. 271. Freedman R. A. et al. // Phys. Lett. 1981. V. 103B. P. 397. Karaoglu B., Moniz E. J. // Phys. Rev. 1986. V. C33. P. 974.
5. Dmitriev V. F., Suzuki T. // Nucl. Phys. 1985. V. A438. P. 697. Дмитриев В. Ф., Судзуки Т. // Нуклон-нуклонные и адрон-ядерные взаимодействия при промежуточных энергиях. Тр. симпоз., Гатчина, 23–25 апр. 1984. Л.: ЛИЯФ, 1984. С. 301. Dmitriev V. F. INPh preprint 86-118. Novosibirsk, 1986. Chanfray G., Ericson M. // Phys. Lett. 1984. V. 141B. P. 163.
6. Гришин В. Г., Подгорецкий М. И. ОИЯИ. P-1508. Дубна, 1964. Лексин Г. А. // Проблемы современной ядерной физики. М.: Наука, 1972. С. 511.
7. Review of Particle Properties. Geneva: CERN, 1982. P. 217.
8. Аблеев В. Г. и др. // ПТЭ. 1983. № 1. С. 33.
9. Dinn P. S. et al. // Phys. Rev. 1983. V. C27. P. 71.
10. Contardo D. Ph. D. Thesis. Saclay, 1984.
11. Jackson J. D. // Nuovo Cim. 1964. V. 34. P. 1344.
12. Азнаурян И. Г., Трошенкова И. А. // ЯФ. 1986. Т. 43. С. 342. Falk W. R. et al. // Phys. Rev. 1986. V. C33. P. 989. Mougey J. // Nucl. Phys. 1980. V. A335. P. 35.
13. Ситенко А. Г. // Укр. физ. журн. 1959. Т. 4. С. 159. Glauber R. J. // Lect. in Theor. Phys. N. Y.: Wiley-Inter-Sci., 1959. V. 1. P. 315.
14. Tekou A. // Nucl. Phys. 1972. V. B46. P. 152; Trefil J. S. // Nucl. Phys. 1969. V. B11. P. 330.
15. Bassel R. H., Wilkin C. // Phys. Rev. 1968. V. 174. P. 1179. Cartenhaus S., Schwarz C. L. // Phys. Rev. 1957. V. 108. P. 482.
16. Hadjimichael E., Conlard B., Bornais R. // Phys. Rev. 1983. V. C27. P. 831.

17. Reuter W. et al. // Phys. Rev. 1982. V. C26. P. 806.
18. Gaarde C. // Nuclear Structure 1985/Ed. Broglia R., Hagemann B., Herskind B. Elsevier Sci. Publ., B. V., 1985. P. 449. Contardo D. et al. // Phys. Lett. 1986. V. 168B. P. 334.
19. Jain B. K. // Phys. Rev. 1985. V. C32. P. 1253.
20. Пенаренко А. Е. и др. // ЖЭТФ. 1956. Т. 31. С. 844; ДАН. 1959. Т. 103. С. 395. Bignon F. et al. // Nucl. Phys. 1970. V. B17. P. 168; Nucl. Phys. 1971. V. B33. P. 421; 1972. V. B40. P. 608 (E). Marshall J. F. et al. // Phys. Rev. 1970. V. C1. P. 1685. Wilkin C. et al. // Nucl. Phys. 1973. V. B62. P. 61. Caris J. C. et al. // Phys. Rev. 1969. V. 126. P. 295. Crozon M. et al. // Nucl. Phys. 1965. V. B64. P. 567.
21. Ericson T. E. O., Hüfner J. // Phys. Lett. 1970. V. B33. P. 601. Locher M. P. et al. // Nucl. Phys. 1971. V. B27. P. 598. Bethe H. A. // Phys. Rev. Lett. 1973. V. 30. P. 105.

## CHARGE EXCHANGE OF $^3\text{He}$ RELATIVISTIC NUCLEI TO TRITONS ON CARBON WITH $\Delta$ -ISOBAR EXCITATION IN THE TARGET NUCLEUS

ABLEEV V. G., DIMITROV H., ELISEEV S. M., ZAPOROZHETS S. A., INOZEMTSEV V. I.,  
MALININ A. G., NAUMANN B., NAUMANN L., NEUBERT W., NOMOFILOV A. A.,  
PENCHEV L., PISKUNOV N. M., SITNIK I. M., STROKOVSKY E. A., STRUNOV L. N.,  
SHAROV V. I.

The invariant differential cross sections of the  $^3\text{He}$  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 the main contribution to the reaction cross section is introduced by the  $\Delta$ -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 the  $p(^3\text{He}, t)\Delta^{++}$  reaction; (ii) on the analysis of the Fermi-motion effects; (iii) on the calculations of the  $\Delta$ -isobar production cross sections  $d\sigma/d\Omega(0^\circ)$  for charge-exchange reactions on the nucleus and on a free proton.