

РЕАКЦИЯ ДИССОЦИАЦИИ  $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$  НА ЯДРАХ ВОДОРОДА, УГЛЕРОДА И ТАНТАЛА ПРИ ИМПУЛЬСЕ 4.2 ГэВ/с НА НУКЛОН

© 1994 г. А. И. Бондаренко, Г. М. Чернов, Б. С. Юлдашев

*Институт ядерной физики АН Республики Узбекистан*

Поступила в редакцию 21.05.93 г.

Оценены сечения реакции когерентной диссоциации ядра углерода при  $p_0 = 4.2$  ГэВ/с на нуклон на три  $\alpha$ -частицы на ядрах водорода, углерода и тантала; А-зависимость этого процесса согласуется с предположением о дифракционном механизме реакции. Рассмотрены импульсные и корреляционные характеристики  $\alpha$ -частиц в л. с. и с. ц. и., получено указание на нестатистический характер распада. Оценена "температура" фрагментирующего ядра  $^{12}\text{C}$ .

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Изучение фрагментации остаточных релятивистских ядер-снарядов, испытавших неупругое соударение с мишенью, – важный источник информации о внутренней структуре ядер благодаря отсутствию порогов регистрации заряженных фрагментов и возможности наблюдения реакции при малых передачах энергии-импульса. Известно, что ядро-партнер не является простым "свидетелем" данного процесса; это делает привлекательным изучение таких каналов фрагментации, в которых его влияние было бы минимальным. К таковым можно отнести реакции когерентной диссоциации релятивистских ядер-снарядов – столкновения особого типа, в которых ядро-мишень воздействует на снаряд как единая бесструктурная система, оставаясь после взаимодействия в основном (или коллективно-возбужденном) состоянии.

Известны два основных типа этих крайне периферических и характеризующихся весьма малыми передачами 4-импульса реакций – дифракционный (обмен помероном) и кулоновский (обмен  $\gamma$ -квантом). Значительный интерес к когерентным неупругим процессам, появившийся после основополагающих работ Померанчука и Фейнберга [1], связан как с относительной простотой их теоретического описания, так и с рядом объективных факторов. Среди последних можно отметить замечательное свойство совокупности нуклонов усиливать или подавлять различные динамические механизмы неупругой дифракции, уникальную возможность изучения взаимодействия нестабильных резонансов и кластеров с внутриядерными нуклонами и т. д. Отметим, что экспериментальные исследования в области высоких энергий выполнялись в подавляющем большинстве с элементарными частицами ( $\pi^\pm$ ,  $K^\pm$ ,  $p$  и т. д.), изучение когерентных реакций неупругой диссо-

циации релятивистских ядер-снарядов находится не более чем в зачаточном состоянии [2].

В настоящем сообщении рассматриваются экспериментальные данные по реакции диссоциации ядра  $^{12}\text{C}$  при первичном импульсе 4.2 ГэВ/с на нуклон, полученные с помощью двухметровой пропановой пузырьковой камеры ЛВЭ ОИЯИ. Часть данных относится к эксперименту, в котором в рабочем объеме камеры были размещены танталовые пластины. Таким образом, мишенью в упомянутой реакции служили ядра водорода, углерода и тантала.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ МАТЕРИАЛ

Для поиска событий, удовлетворяющих необходимым критериям отбора реакций когерентной диссоциации  $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ , использовались экспериментальные данные по неупругим взаимодействиям ядер углерода с импульсом 4.2 ГэВ/с на нуклон в двухметровой пузырьковой пропановой камере ЛВЭ ОИЯИ, методика экспериментов в которой была подробно описана в [3 - 5]. Взаимодействия с пропаном  $\text{C}_3\text{H}_8$  на ~55% состоят из СС-соударений и на 45% – из соударений на свободном водороде (СН-соударений). В рабочем объеме камеры помещались также три танталовые пластины толщиной 1 мм [6], позволявшие отбирать и изучать взаимодействия с достаточно тяжелым ядром Та ( $A_{\text{Ta}} = 181$ ). Полная статистика неупругих взаимодействий, среди которых мы провели поиск интересующих нас событий диссоциации  $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ , составила 14773 события на  $\text{C}_3\text{H}_8$  и 1989 – на Та.

Хотя измерения зарядов на треках, принадлежащих снаряду "спектаторных" фрагментов с  $z \geq 2$  (к таковым были отнесены треки с зарядом  $z > 1$ , углом вылета  $< 4^\circ$  и импульсом, измеренным при наличии достаточной длины доступной части трека,  $\geq 10$  ГэВ/с), не проводились, отбор событий с тремя такими фрагментами исключал

возможность примеси среди них частиц с  $z \geq 3$ . Что же касается доли изотопов He-3 и He-5 среди фрагментов снаряда с  $z = 2$ , то, по данным электронного эксперимента в Беркли [7], в котором изучалась фрагментация ядра  $^{12}\text{C}$  при  $E_{\text{кин}} = 2.1$  ГэВ/нуклон, она составляет лишь несколько процентов для реакции  $^{12}\text{C} \rightarrow {}^{3,4,5}\text{He} + \text{X}$ . Представляется очевидным, что для событий с тремя такими фрагментами в конечном состоянии, не имеющих других "рожденных" релятивистских частиц, эта доля должна быть еще меньшей. В дальнейшем, если иное не будет специально оговорено, все фрагменты с  $z = 2$  будем считать  $\alpha$ -частицами.

Полное число событий с тремя  $\alpha$ -частицами составило 214 на  $\text{C}_3\text{H}_8$  и 15 на Та. В их число не вошли случаи с тремя фрагментами с  $z = 2$ , в которых имелись дополнительные однозарядные фрагменты снаряда (треки с  $\theta < 4^\circ$  и  $p > 3$  ГэВ/с) или другие релятивистские частицы. Необходимые критерии "внешней" диссоциации ядра  $^{12}\text{C}$  на ядре-мишени как целом – отсутствие видимых признаков возбуждения или развала мишени, а также рождения быстрых частиц, равенство поперечных импульсов и коллинеарность разлета в поперечной плоскости векторов импульсов системы трех  $\alpha$ -частиц и протона отдачи при столкновении со свободным водородом, входящим в  $\text{C}_3\text{H}_8$ , позволили разделить указанные 229 событий на следующие группы.

1. События  $0 + 3\alpha$  (Та). Это – "чистые" случаи с тремя  $\alpha$ -частицами; они не противоречат гипотезе о когерентном развале снаряда на тантале. Число таких событий 13.

2. События  $0 + 3\alpha$  (С). Это – "чистые"  $3\alpha$ -события на пропане; будем предполагать, что они соответствуют реакциям когерентного развала на углеродной мишени (см. оговорку ниже); их число составляет 51.

3. События  $1 + 3\alpha$ . Кроме трех  $\alpha$ -частиц имеется один хорошо идентифицированный протон. Они не противоречат гипотезе о когерентном расщеплении снаряда на протоне (свободном водород); их число – 52.

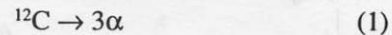
4. Фоновые  $3\alpha$ -события. Кроме трех  $\alpha$ -частиц в конечном состоянии имеется не менее двух заряженных нерелятивистских и (или) нейтральных частиц. Наличие последних легко устанавливается, если  $\sum_{ch} p_{Ti} > 0$ , где суммирование ведется по всем заряженным частицам, включая протон отдачи. Число событий этого типа равно 113; разумеется, они не являются когерентными реакциями.

Необходимо отметить, что среди событий второй группы могут быть реакции диссоциации на водороде, так как порог регистрации протона отдачи в пузырьковой камере довольно высок ( $\approx 150$  МэВ/с). Таким образом, число событий  $0 + 3\alpha$  (С) – не более чем верхний предел действительного числа случаев когерентной диссоциации

углерода на углероде. Что же касается событий третьей группы, то их число может служить лишь оценкой действительного числа когерентных реакций на водороде, поскольку занижение этого числа за счет реакций с ненаблюдаемым ("подпороговым") протоном отдачи может быть компенсировано примесью некогерентных реакций с наличием медленного протона, испущенного ядром-мишенью. В частности, условия измерений в пропановой камере не позволяли в ряде случаев проверять равенство  $\sum_{ch} p_{Ti} = 0$  с достаточной точностью.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ

В табл. 1 представлены оценки сечений реакции



на водороде, углероде и тантале, базирующиеся на числах событий типов  $1 + 3\alpha$ ,  $0 + 3\alpha$  (С) и  $0 + 3\alpha$  (Та), полученных в нашем эксперименте (см. комментарий в конце разд. 2). Две последние строки содержат для сравнения соответствующие данные работ [8, 9], в которых ранее изучалась реакция (1) при релятивистских энергиях. В [8] мишенью служила ядерная эмульсия и было

Таблица 1. Сечения реакции  $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$  на различных ядрах при релятивистских энергиях

$p_0$ , ГэВ/с на нуклон	Ядро-мишень	$A_T$	Литература	$\sigma$ , мбн**	$\sigma/A_T^{2/3}$ **
4.2	H	1	Данная работа	$1.8 \pm 0.3$	$1.8 \pm 0.3$
4.2	C	12	»	$4.8 \pm 0.7$	$0.9 \pm 0.2$
4.2	Ta	181	»	$24 \pm 8$	$0.8 \pm 0.3$
4.5	Em	47*	[8]	$23 \pm 4$	$1.8 \pm 0.2$
2.9	C	12	[9]	$9.7^{+5.0}_{-2.5}$	$1.8^{+1.0}_{-0.5}$

\* Относится к так называемому среднему ядру эмульсии.

\*\* Чисто статистические ошибки.

Таблица 2. Среднеквадратичные поперечные импульсы релятивистских  $\alpha$ -частиц из реакций (1) и (2) при 4.2 ГэВ/с на нуклон

Реакция	Мишень	$\langle p_T^2 \rangle^{1/2}$ , МэВ/с	$\langle p_T^{*2} \rangle^{1/2}$ , МэВ/с
(1)	H	$237 \pm 14$	$197 \pm 13$
(1)	C	$219 \pm 13$	$173 \pm 9$
(1)	Ta	$261 \pm 24$	$232 \pm 20$
Фоновые $3\alpha$	$\text{C}_3\text{H}_8$	$354 \pm 26$	$286 \pm 19$
	$\text{C}_3\text{H}_8$	$316 \pm 3$	–
(2)	Ta	$348 \pm 10$	–

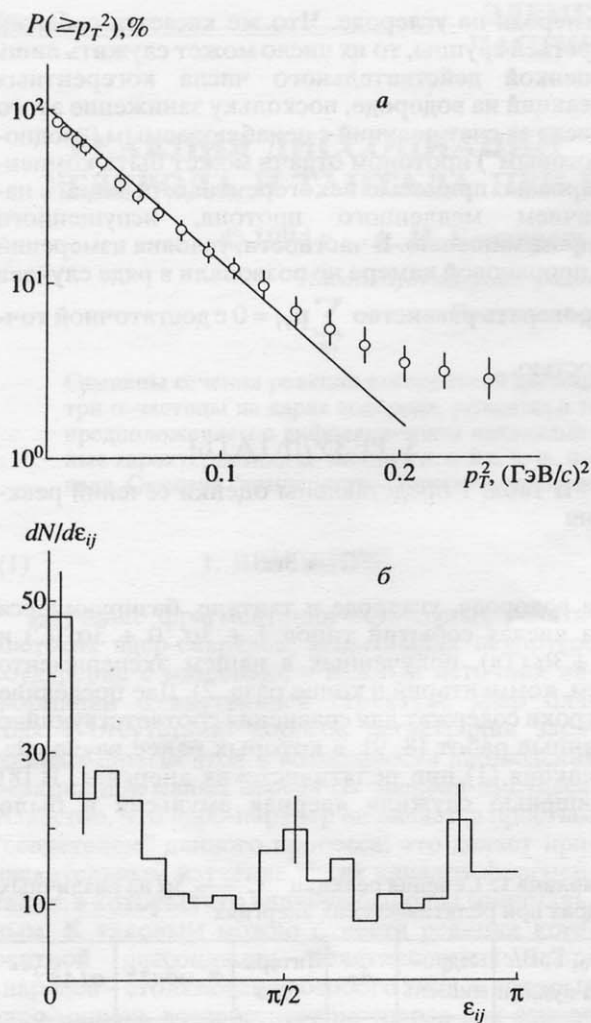


Рис. 1. Распределения по  $p_T^2$  (а) и  $\epsilon_{ij}$  (б) для релятивистских  $\alpha$ -частиц из реакций  $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$  на Н, С и Та. Прямая на рис. 1а – распределение Рэлея (3) при  $\langle p_T^2 \rangle_{\text{exp}} = 0.054$  (ГэВ/с) $^2$ .

зарегистрировано 44 случая  $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ ; в [9] использовался спектрометр HISS на ускорителе Bevalac с углеродной мишенью.

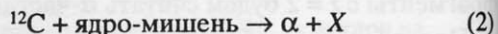
В крайнем справа столбце приведены значения сечений реакции (1), отнесенные к  $A^{2/3}$ . Зависимость  $\sigma \sim A^{2/3}$  является ожидаемой при дифракционном механизме диссоциации, в случае кулоновского механизма зависимость сечения от массы ядра-мишени  $A_T$  должна быть значительно более сильной ( $\sigma \sim Z_T^2$ , где  $Z_T$  – заряд ядра).

Несмотря на значительные погрешности в данных, приведенных в табл. 1, можно с уверенностью исключить предположение о доминировании кулоновского механизма изучаемых реакций и говорить о них как о реакциях дифракционной диссоциации ядер углерода. Разумеется, для

более уверенных выводов необходима существенно более обширная статистика, особенно для больших  $Z$ , когда кулоновский механизм может играть значительную роль [1].

Перейдем к рассмотрению основных характеристик релятивистских  $\alpha$ -частиц из реакции (1).

В табл. 2 приведены среднеквадратичные значения  $\langle p_T^2 \rangle^{1/2}$  поперечных импульсов  $\alpha$ -частиц из реакций (1) на различных ядрах и – для сравнения –  $\alpha$ -частиц из инклюзивных наборов неупругих реакций



на пропане ( $\text{C}_3\text{H}_8$ ) и Та. Во всех случаях поперечный импульс вычислялся по формуле  $p_T = 4p_0 \sin \theta$ ; сравнение распределений по  $p_T$ , вычисленных по этой формуле и по формуле  $p_T = p \sin \theta$ , где  $p$  – измеренный импульс  $\alpha$ -частицы (в тех случаях, где он мог быть измерен с удовлетворительной погрешностью), показало их идентичность.

Как следует из данных табл. 2,  $\alpha$ -частицы из реакций (1) имеют  $p_T$ , существенно меньшие, чем при обычной фрагментации, сопровождающей неупругие соударения с рождением частиц. Отметим, что они меньше и значений из заведомо некогерентных реакций с тремя  $\alpha$ -частицами в конечном состоянии. К сожалению, малая статистика реакций (1), особенно на тантале, не позволяет сделать уверенное заключение об  $A_T$ -зависимости значений  $\langle p_T^2 \rangle^{1/2}$ : в пределах ошибок они не различаются для всех мишеней (Н, С, Та).

Последнее дает основание для рассмотрения объединенного набора всех когерентных реакций  $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$  независимо от мишени. На рис. 1а показано распределение по  $p_T^2$  для релятивистских  $\alpha$ -частиц из всех 116 событий реакций типа (1). Прямая линия здесь соответствует распределению Рэлея

$$d\sigma/dp_T^2 = a \exp(-ap_T^2) \quad (3)$$

при  $a = 1/\langle p_T^2 \rangle$ . На рис. 1б представлено распределение по парному азимутальному углу  $\epsilon_{ij} = \arccos(\mathbf{p}_{Ti} \mathbf{p}_{Tj} / p_{Ti} p_{Tj})$  между векторами поперечных импульсов  $i$ -й и  $j$ -й  $\alpha$ -частиц из одного акта диссоциации  $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$  ( $i, j = 1, 2, 3$ ). Распределение по  $\epsilon_{ij}$  асимметрично с максимумом при  $\epsilon_{ij} \rightarrow 0$ ; коэффициент азимутальной асимметрии этого распределения

$$A = (N_{\epsilon > \pi/2} - N_{\epsilon < \pi/2}) / N_{0 \leq \epsilon \leq \pi} \quad (4)$$

равен  $0.17 \pm 0.05$ , в то время как требуемое законом сохранения энергии-импульса в модели статистического распада ядра на три  $\alpha$ -частицы (модель фазового объема) распределение по  $\epsilon_{ij}$  должно иметь максимум при  $\epsilon_{ij} \rightarrow \pi$  с коэффициентом (4), равным  $A = 1/(N_\alpha - 1) = 0.5$ .

Полученное расхождение объясняется поперечным движением диссоциирующей системы – ядра  $^{12}\text{C}$ . Это движение может не только исказить форму  $p_T$ -распределения продуктов диссоциации (распределение рис. 1а несколько отличается от прямой линии – следствия формулы (3)), но и искажает (увеличивает) среднее значение поперечных импульсов  $\alpha$ -частиц. Таким образом, корректные значения импульсных и корреляционных характеристик  $\alpha$ -частиц могут быть получены только при переходе в систему покоя диссоциирующего ядра углерода.

Этот переход осуществляется довольно просто: при небольших углах рассеяния ядра углерода поперечные импульсы  $\alpha$ -частиц равны

$$p_{Ti}^* \approx p_{Ti} - \sum_{i=1}^3 p_{Ti}/3 \quad (5)$$

(здесь и ниже звездочка соответствует системе покоя ядра). На рис. 2 представлены распределения по  $p_T^{*2}$  и  $\epsilon_{ij}^*$  для  $\alpha$ -частиц из реакции (1). Первое из них (рис. 2а) сравнивается с распределением (3) при  $\langle p_T^{*2} \rangle = 1/a = 0.037$  (ГэВ/с) $^2$ , а второе (рис. 2б) – с ожидаемым в модели цилиндрического фазового объема (CPS) распределением [10]

$$d\sigma/d\epsilon^* \approx \pi^{-1}(1 + c_1 \cos \epsilon^* + c_2 \cos 2\epsilon^*), \quad (6)$$

где

$$\begin{aligned} c_1 &\approx -(\pi/2)A = -(\pi/2)(N_\alpha - 1)^{-1}, \\ c_2 &\approx (\pi/2)B = (8\pi/25)(N_\alpha - 1)^{-2}, \end{aligned} \quad (7)$$

$A$  – коэффициент азимутальной асимметрии (4),  $B$  – коэффициент коллинеарности азимутального углового распределения, равный

$$B = (N_{\epsilon \leq \pi/4} + N_{\epsilon \geq 3\pi/4} - N_{\pi/4 < \epsilon < 3\pi/4}) / N_{0 \leq \epsilon \leq \pi}, \quad (8)$$

и  $N_\alpha = 3$ . Коэффициенты  $A$  и  $B$  равны на опыте для распределения рис. 2б соответственно  $0.30 \pm 0.05$  ( $A_{\text{CPS}} = 0.5$ ) и  $0.19 \pm 0.05$  ( $B_{\text{CPS}} = 0.16$ ). На рис. 2б показано распределение (6) при обоих наборах коэффициентов  $A$  и  $B$ . Можно сделать следующие выводы.

1. Распределение по  $p_T^*$  не согласуется ( $\chi^2/\text{ст. св.} = 3.5$ ) с рэлеевским (3), которое, как известно, соответствует нормальным (гауссовым) распределениям  $N(0, \sigma^2)$  с центром в нуле и дисперсией  $\sigma^2 = (2a)^{-1} = \langle p_T^{*2} \rangle / 2$  по каждой из компонент 3-импульса каждой  $\alpha$ -частицы в системе покоя распадающегося по схеме (1) ядра углерода.

2. Распределение по  $\epsilon_{ij}^*$   $\alpha$ -частиц из реакций (1) не противоречит распределению (6) при оцененных на опыте значениях  $A$  и  $B$  ( $\chi^2/\text{ст. св.} = 1.5$ ), но

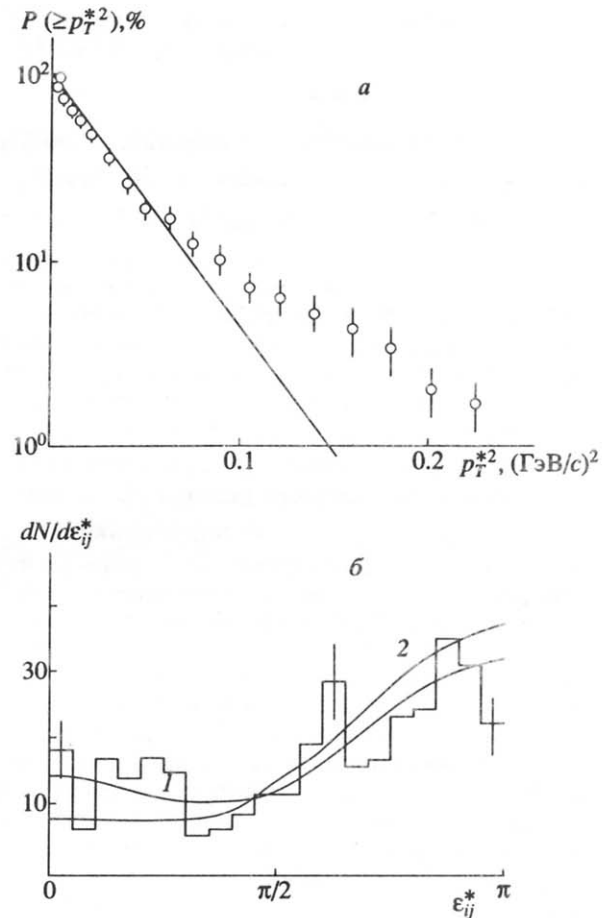


Рис. 2. Распределения по  $p_T^{*2}$  (а) и  $\epsilon_{ij}^*$  (б) для  $\alpha$ -частиц от распада  $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ . Прямая на рис. 2а – распределение (3) при  $\langle p_T^{*2} \rangle = 0.037$  (ГэВ/с) $^2$ ; кривые на рис. 2б – распределение (6) при  $A_{\text{exp}}, B_{\text{exp}}$  (1) и при  $A_{\text{CPS}}, B_{\text{CPS}}$  (2).

расходится с ним при ожидаемых согласно модели  $A_{\text{CPS}}$  и  $B_{\text{CPS}}$  ( $\chi^2/\text{ст. св.} = 3.2$ ).

Среднеквадратичные значения  $\langle p_T^{*2} \rangle^{1/2}$  для всех наборов реакций типа (1) и для фоновых  $3\alpha$ -реакций представлены в последнем столбце табл. 2. Значения  $\langle p_T^{*2} \rangle^{1/2}$  для когерентных реакций в пропане существенно меньше, чем в некогерентных: отношение среднеквадратичных значений равно

$$\begin{aligned} \langle p_T^{*2} \rangle_{\text{фон}}^{1/2} / \langle p_T^{*2} \rangle_{(1)}^{1/2} &= \\ &= \frac{(286 \pm 19) \text{ МэВ/с}}{(185 \pm 9) \text{ МэВ/с}} = 1.5 \pm 0.1. \end{aligned}$$

Знание  $\langle p_T^{*2} \rangle$  дает возможность оценки “истинной” температуры диссоциирующего на три  $\alpha$ -частицы ядра углерода в рамках статистической

теории Фешбаха-Хуанга-Гольдхабера [11, 12]. В единицах  $kT$  она составляет  $kT = (A/(A - 1))(\sigma_N^2/m_N)$ , где  $A \equiv A_C = 12$ ,  $m_N$  — масса нуклона, а  $\sigma_N^2 = \sigma_\alpha^2 A_{He}(A - A_{He})/(A - 1)$  (параболический закон); при этом  $A_{He} = 4$  — массовое число  $\alpha$ -частицы и  $\sigma_\alpha^2 = \sigma^2 = \langle p_T^{*2} \rangle / 2$ . Используя  $\langle p_T^{*2} \rangle^{1/2} = 185 \pm 9$  МэВ/с, легко получить  $kT \approx 6.9$  МэВ, что близко к значениям “температуры”, оцениваемой в реакциях обычной фрагментации релятивистских ядер-снарядов. Близость энергии возбуждения  $kT$  к энергии связи нуклонов в ядре-снаряде соответствует малым передачам от мишени к снаряду, характерным для когерентных процессов.

Логическим противоречием представлениям о статистическом характере распада  $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$  являются отклонения  $p_T^*$ - и  $\epsilon^*$ -распределений от соответствующих этим представлениям форм (3) и (6). Отметим, что, например, объединение трех наборов реакций (на Н, С, Та) в один не может привести к нарушению рэлеевской формы распределения по поперечным импульсам; легко показать, что даже при априорной зависимости  $a$  в формуле (3) от массы мишени суммарное распределение сохраняет вид (3). За это могут быть ответственны следующие факторы: каскадный распад ядра  $^{12}\text{C}$  на три  $\alpha$ -частицы ( $^{12}\text{C} \rightarrow {}^8\text{Be} + \alpha$ ,  ${}^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ ); возможное наличие углового момента у диссоциирующего ядра (согласие опытных значений  $V_{\text{exp}}$  с  $V_{\text{CPS}}$  делает это предположение не очень правдоподобным); механизмы взаимодействия в конечном состоянии между  $\alpha$ -частицами (эффекты тождественности) или между  $\alpha$ -частицами и ядром-мишенью (эффекты перерассеяния). Разумеется, все эти предположения нуждаются в количественной “проработке” и более обширном экспериментальном материале.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Перечислим вкратце основные результаты проведенного исследования.

1. Получены оценки сечений реакции диссоциации ядра углерода при  $p_0 = 4.2$  ГэВ/с на нуклон на три  $\alpha$ -частицы, удовлетворяющей необходимым критериям отбора когерентных неупругих

взаимодействий, на водороде, углероде и тантале.  $A$ -зависимость этих сечений не противоречит виду  $\sigma \sim A^{2/3}$ , т. е. дифракционному механизму процесса.

2. Поперечные импульсы  $\alpha$ -частиц из реакции  $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$  существенно меньше таковых при обычной мультифрагментации ядра углерода. Это обстоятельство сохраняется при переходе к системе покоя фрагментирующих ядер.

3. Импульсные и корреляционные характеристики  $\alpha$ -частиц из реакции  $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$  не вполне согласуются с предположением о прямом статистическом распаде ядра. Оцененная тем не менее в таком приближении “температура” распада ( $kT \approx 7$  МэВ) по порядку величины соответствует энергии связи на нуклон и значениям, получаемым при изучении явления обычной мультифрагментации ядер.

Авторы благодарны всем участникам Сотрудничества по обработке снимков с двухметровой пропановой пузырьковой камеры ЛВЭ ОИЯИ за большую работу по набору экспериментального материала.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Померанчук И.Я., Фейнберг Е.Л. // ДАН СССР. 1953. Т. 93. С. 439. *Feinberg E.L., Pomeranchuk I. Ya.* // Suppl. Nuovo. Cim. 1956. V. 3. P. 652.
2. Chernov G.M. Preprint INP N P-7-584. Tashkent, 1993.
3. Ахабабян Н. и др. Препринт ОИЯИ 1-12114. Дубна, 1979.
4. Ангелов Н. и др. Препринт ОИЯИ 1-12424. Дубна, 1979.
5. Гаспарян А.П. и др. Препринт ОИЯИ 1-80-778. Дубна, 1980.
6. Абдурахманов Е.О. и др. // ЯФ. 1978. Т. 28. С. 1304.
7. Lindstrom P.I. et al. Preprint LBL-3650. Berkeley, 1975.
8. Абдуразакова У.А. и др. // ЯФ. 1984. Т. 39. С. 272.
9. Engelage J. et al. // Phys. Lett. B. 1986. V. 173. P. 34.
10. Бондаренко А.И. и др. // Упругие и неупругие соударения частиц большой энергии с нуклонами и ядрами. Ташкент: Фан, 1975. С. 119.
11. Feshbach H., Huang K. // Phys. Lett. B. 1973. V. 47. P. 300.
12. Goldhaber A.S. // Phys. Lett. B. 1974. V. 53. P. 306.

## $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ DISSOCIATION ON HYDROGEN, CARBON, AND TANTALUM NUCLEI AT 4.2 GeV/c PER NUCLEON

A. I. Bondarenko, G. M. Chernov, B. S. Yuldashev

Cross-sections of carbon coherent dissociation into three  $\alpha$  particles on hydrogen, carbon, and tantalum nuclei at  $p = 4.2$  GeV/c per nucleon are estimated. The  $A$ -dependence of the cross-sections is consistent with the assumption on diffraction mechanism of the reaction. Momentum and correlation characteristics of the  $\alpha$  particles in the laboratory frame and in the c. m. system are considered. An evidence is obtained for nonstatistical nature of the decay. The “temperature” of the fragmentating  $^{12}\text{C}$  nucleus is estimated.