

94-285



ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

P1-94-285

В.В.Белага, А.А.Бенджаза<sup>1</sup>, В.В.Русакова,  
Дж.А.Саломов<sup>2</sup>, Г.М.Чернов

КОГЕРЕНТНАЯ ДИССОЦИАЦИЯ  $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$   
ПРИ 4,5 А ГэВ/с НА ЯДРАХ ЭМУЛЬСИИ,  
ОБОГАЩЕННОЙ СВИНЦОМ

Направлено в журнал «Ядерная физика»

<sup>1</sup>Аденский университет, Республика Йемен

<sup>2</sup>Таджикский государственный университет, Душанбе,  
Республика Таджикистан

1994

Известен значительный интерес к неупругим когерентным взаимодействиям высокоэнергичных частиц со сложными ядрами, возникший после основополагающих работ Померанчука и Фейнберга [1]. Это — особый класс неупругих соударений, в которых ядро-партнер (мишень) участвует в реакции как целое, получая весьма малый импульс, не разрушаясь, не возбуждаясь\* и сохраняя заряд. Подавляющее большинство экспериментальных и теоретических работ, посвященных этим соударениям, относится к адронам ( $\pi^\pm$ ,  $K^\pm$ ,  $p$  и т.д.). Различают два основных типа этих крайне периферических реакций — дифракционный (обмен помероном) и кулоновский (обмен  $\gamma$ -квантом); второй механизм становится доминирующим при больших зарядах ядра. Реакции когерентного рождения частиц привлекают внимание как по причине относительной простоты их теоретического описания, так и в связи с рядом объективных факторов, среди которых можно отметить замечательное свойство совокупности нуклонов усиливать или подавлять различные механизмы неупругой дифракции, уникальную возможность изучать взаимодействия квазистабильных адронных резонансов и кластеров с внутриядерными нуклонами и т.д.

Не менее интересны, однако, реакции, в которых в качестве снаряда выступает атомное ядро, а конечным результатом когерентного взаимодействия является не рождение новых частиц, а диссоциация (фрагментация) ядра. Эти события могут служить важным источником информации о внутренней структуре фрагментирующих ядер, так как изучение их распада возможно при очень малых передачах энергии-импульса и при отсутствии порога регистрации продуктов фрагментации. В этой связи достаточно удивительно, что изучению когерентных реакций неупругой диссоциации релятивистских ядер-снарядов было посвящено очень мало работ.

В настоящей работе излагаются результаты исследования реакции диссоциации ядер углерода-12 с первичным импульсом 4,5 ГэВ/с на нуклон при их взаимодействиях с ядрами фотоэмульсии, обогащенной свинцом. Ранее [2,3] реакция  $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$  изучалась при том же первичном импульсе в обычной эмульсии; кроме этих, «эмульсионных», работ нам известны еще две, выполненные при релятивистских энергиях [4,5]. В работе [4] для изучения диссоциации  $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$  использовался спектрометр HISS на ускорителе.

\*Возможно лишь возбуждение коллективного типа.

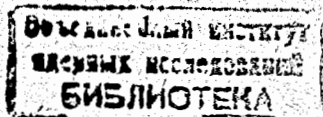


Таблица 1

Фото-эмульсия	Число ядер в 1 см <sup>3</sup> ( $\times 10^{22}$ )						
	H	C	N	O	Br	Ag	Pb
БР-2 (стандарт)	2.97	1.40	0.37	1.08	1.03	1.03	—
БР-2 + Рb (наст. раб.)	3.26	1.64	0.28	1.49	0.76	0.76	0.15

теле Bevalac с углеродной мишенью, а в [5] эта реакция выделялась из неупругих взаимодействий ядер углерода при  $p_0 = 4,2$  ГэВ/с/нуклон в двухметровой пропановой пузырьковой камере ЛВЭ ОИЯИ.

Поиск реакций с тремя заряженными релятивистскими фрагментами снаряда с зарядом  $z = 2$  производился нами путем просмотра «вдоль трека» и «по площади» в стопке ядерных эмульсий, обогащенных свинцом в пропорции 1 атом Рb к 5 атомам Ag. Соли свинца вводились в жидкую стандартную эмульсию типа БР-2 непосредственно перед изготовлением фотоэмульсионных слоев. Размеры кристаллов этих солей в готовых эмульсионных слоях были соизмеримы с размерами кристаллов бромистого серебра (0,3—0,5 мкм). Толщина слоев составляла около 500 мкм. Сравнительные ядерные составы стандартной эмульсии БР-2 и использованной в настоящей работе представлены в табл.1 [6].

Стопка облучалась в пучке ионов  $^{12}\text{C}$  при первичном импульсе 4,5 ГэВ/с на нуклон на синхрофазотроне ЛВЭ ОИЯИ. Просмотр «вдоль трека» проводился с целью оценки среднего свободного пробега (т.е. сечения) для интересующей нас реакции в нашей стопке и последующего сравнения его с соответствующей величиной для обычной эмульсии [3]. Значительно более быстрый по скорости набора интересующих на события поиск «на площади» выполнялся для увеличения статистики этих достаточно редких случаев.

Найденные в благоприятных геометрических условиях события с тремя хорошо идентифицированными двухзарядными релятивистскими фрагментами ядра-снаряда были измерены по специальной методике, исключавшей влияние дисторсий на качество угловых измерений. Так же, как в [2,3], мы будем пренебрегать далее возможной примесью ядер  $^3\text{He}$  среди фрагментов с  $z = 2$  и считать их  $\alpha$ -частицами. Отобранные для измерений случаи не должны были иметь каких-либо признаков возбуждения или развала мишени («чистые» звезды) и дополнительных релятивистских треков. Всего было найдено и измерено 72 таких события. Средний свободный пробег для

диссоциации  $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ , оцененный по части просмотра, выполненного методом «вдоль трека», составил  $\lambda = 4,8_{-1,1}^{+1,8}$  м, в то время как в обычной эмульсии соответствующая величина была найдена равной\*  $10,3_{-1,4}^{+1,9}$  м.

Отметим, что введение солей свинца в эмульсию изменяет соотношение между числами ядер Ag, Br и C, N, O в единице объема эмульсии в пользу последних таким образом, что среднее массовое число ядер-мишеней не увеличивается ( $\langle A \rangle \cong 47$  и 44 соответственно для обычной и «разбавленной» БР-2). Используя данные табл.1, легко показать, что наблюдаемое значительное (примерно вдвое) уменьшение  $\lambda$  в эмульсии, содержащей ядра Рb, соответствует предположению о доминировании кулоновского механизма диссоциации  $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$  на этом ядре (при котором сечение должно возрастать как квадрат заряда мишени) и плохо согласуется с гипотезой о чисто дифракционном механизме реакции во всей рассматриваемой области массовых чисел. Уместно отметить также, что аналогичная ситуация имела место и для когерентных взаимодействий высокоэнергичных адронов с ядрами (например, для реакции  $\pi^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm} \pi^{\pm} \pi^{\mp}$ ).

Перейдем к рассмотрению основных характеристик релятивистских  $\alpha$ -частиц из реакции  $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$  и сравнению этих характеристик в экспериментах с обычной [3] и обогащенной Рb эмульсией. Подчеркнем, что первичная энергия ядер углерода и все условия эксперимента (за исключением состава мишени) были в обоих случаях абсолютно идентичными.

На рис.1 представлены интегральные распределения по квадрату поперечного импульса  $\alpha$ -частиц из реакции  $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$  в обоих экспериментах. Величины  $p_T$  вычислялись по формуле  $p_T = 4p_0 \sin \theta$ , т.е. анализ  $p_T$ -распределений означает, в сущности, анализ угловых распределений  $\alpha$ -частиц, измерение которых с помощью фотометода выполняется исключительно надежно вследствие его высокой разрешающей способности.

Как видно из данных рис.1,  $p_T$ -спектры  $\alpha$ -частиц в обоих рассматриваемых случаях различаются; среднеквадратические значения  $\langle p_T^2 \rangle^{1/2}$  равны  $192 \pm 10$  МэВ/с и  $161 \pm 6$  МэВ/с для случаев Еп и Еп + Рb соответственно (табл.2). Кроме того, видно, что оба распределения рис.1 не согласуются с распределением Рэлея

$$d\sigma/dp_T^2 = \exp(-p_T^2/2\sigma^2), \quad (1)$$

\*В значение  $\lambda$ , найденное для обычной эмульсии в [3], мы внесли поправку на события с протоном отдачи, также рассматривавшиеся в цитируемой работе.



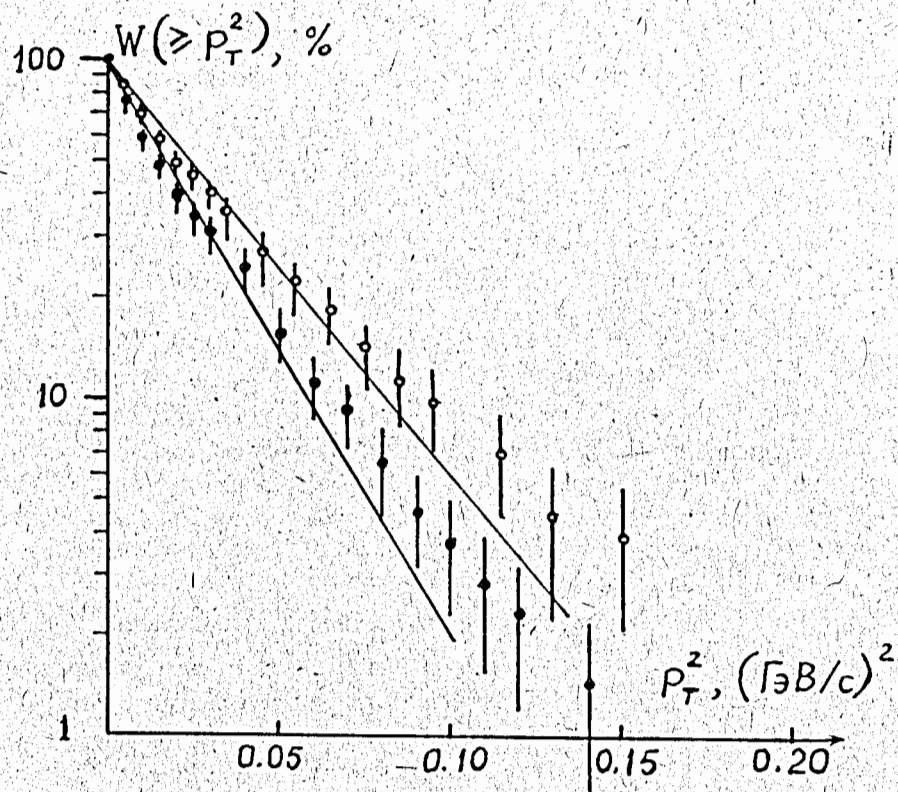


Рис.1. Распределения по  $p_T^2$  для  $\alpha$ -частиц из реакции  $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$  в обычной (светлые кружки, [3]) и содержащей ядра Pb (темные кружки) эмульсиях. Прямые — распределения (1) при  $2\sigma^2 = \langle p_T^2 \rangle$

( $2\sigma^2 = \langle p_T^2 \rangle$ ), соответствующим парциальным нормальным распределениям по каждой из поперечных компонент 3-импульса  $\alpha$ -частицы в лаб. системе (в масштабе осей на рис.1 распределению (1) соответствует прямая линия).

Какие-либо физические выводы из этих результатов были бы, однако, преждевременными, так как наблюдаемые в лаб. системе значения  $p_T$  фрагментов ядра-снаряда искажены (увеличены) его поперечным движением, т.е. наличием поперечного импульса  $q_T$ , получаемого фрагментирующим ядром при его столкновении с мишенью (см., например, [3]). Это обстоятельство хорошо видно, в частности, из вида распределений по парному азимутальному углу  $\epsilon_{ij} = \arccos(p_{T_i} p_{T_j} / p_{T_i} p_{T_j})$  между векторами попереч-

Таблица 2. Сравнительные характеристики релятивистских  $\alpha$ -частиц из когерентных реакций  $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$  в обычной (Em) и разбавленной солями свинца (Em + Pb) эмульсиях при  $p_0 = 4,5$  ГэВ/с/нуклон

Характеристика	Em	Em + Pb
Число $\alpha$ -частиц	132	216
$\langle p_T^2 \rangle^{1/2}$ , МэВ/с	$192 \pm 10$	$161 \pm 6$
A (ф-ла (2))	$-0,21 \pm 0,09$	$-0,20 \pm 0,07$
$\langle p_T^2 \rangle^{1/2}$ , МэВ/с	$141 \pm 7$	$130 \pm 8$
A*	$0,48 \pm 0,08$	$0,43 \pm 0,06$
B*, (ф-ла (5))	$0,32 \pm 0,08$	$0,44 \pm 0,06$
$\langle p_{T,\text{sum}}^2 \rangle^{1/2}$ , МэВ/с	$383 \pm 42$	$281 \pm 19$

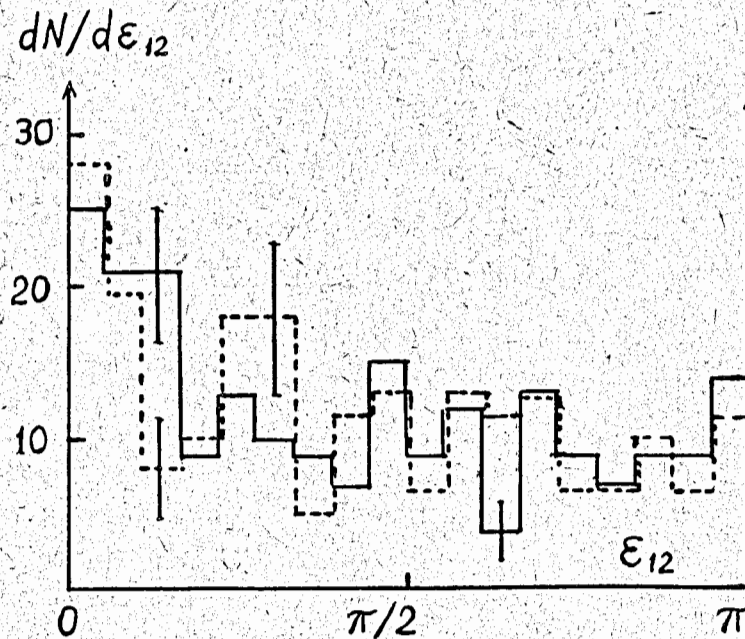


Рис.2. Распределения по  $\epsilon_{ij}$  для  $\alpha$ -частиц из реакции  $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$  в обычной (пунктир) и содержащей ядра Pb (сплошная линия) эмульсиях. Нормировка к числу событий в настоящем эксперименте

ных импульсов  $p_{T_i}$  и  $p_{T_j}$   $\alpha$ -частиц из одного акта диссоциации (рис.2). Эти распределения демонстрируют азимутальную асимметрию фрагментов: распределения  $d\sigma/d\epsilon_{ij}$  имеют максимум при  $\epsilon_{ij} \rightarrow 0$  с коэффициентом асимметрии

$$A = (N_{\epsilon_{ij} \geq \pi/2} - N_{\epsilon_{ij} < \pi/2}) / N_{0 \leq \epsilon_{ij} \leq \pi} \quad (2)$$

равным (табл.2) соответственно  $-0,20 \pm 0,07$  (Em + Pb) и  $-0,21 \pm 0,09$  (Em), в то время как требуемое законом сохранения импульса при распаде

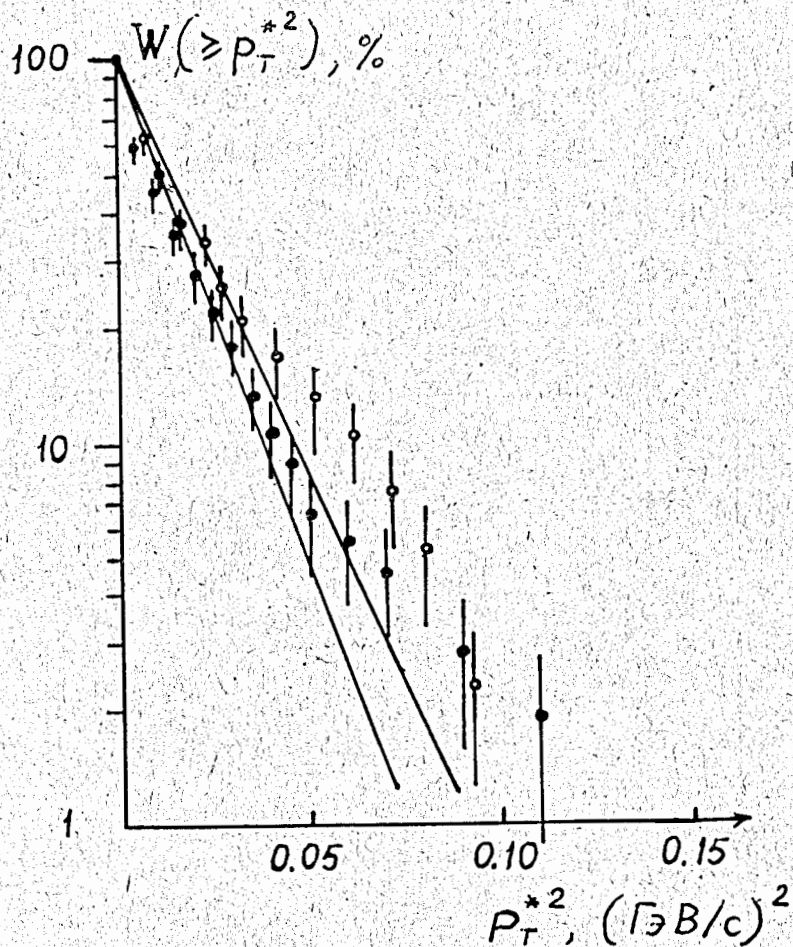


Рис.3. Распределения рис.1 по  $p_T^{*2}$

на  $N_\alpha$   $\alpha$ -частиц значение  $A$  равно  $1/(N_\alpha - 1) = 0,5$  с максимумом при  $\epsilon_{ij} \rightarrow \pi$  (см. ниже, рис.4). Ясно, что «корректные» значения импульсных и корреляционных характеристик распадных  $\alpha$ -частиц могут быть получены лишь после перехода в систему покоя (с.ц.и.) диссоциирующего ядра.

Этот переход при отсутствии каких-либо дополнительных (нейтральных) частиц осуществляется весьма просто: при небольших углах рассеяния ядра углерода поперечные импульсы  $\alpha$ -частиц в с.ц.и.

$$p_{T_i}^* \cong p_{T_i} - \sum_{i=1}^3 p_{T_i} / 3 \quad (3)$$

(здесь и далее звездочки соответствуют с.ц.и.). На рис.3 и 4 показаны распределения по  $p_T^{*2}$  и  $\epsilon_{ij}^* = \arccos(p_{T_i}^* p_{T_j}^* / p_{T_i} p_{T_j})$  для  $\alpha$ -частиц из реакции  $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$  в обоих экспериментах, а в табл.2 приведены основные численные характеристики этих распределений. Можно сделать следующие выводы.

1. Средние значения  $\langle p_T^{*2} \rangle^{1/2}$ , как и следовало ожидать, заметно меньше, чем  $\langle p_T^2 \rangle^{1/2}$ , но, в отличие от последних, совпадают для обоих экспериментов в пределах их погрешностей.

2. Оба распределения рис.3 не согласуются ( $\chi^2/\text{ст.св.} = 2,8$  и  $4,2$  соответственно для Em + Pb и Em) с распределением Рэлея (1), записанным для с.ц.и.

3. Распределения по  $\epsilon_{ij}^*$ , также неудовлетворительно описываются формой

$$d\sigma/d\epsilon^* \cong \frac{1}{\pi} (1 + c_1 \cos \epsilon^* + c_2 \cos 2\epsilon^*), \quad (4)$$

вытекающий [7] из предположений о нормальных парциальных распределениях  $n(0, \sigma)$  по каждой из компонент 3-импульса  $\alpha$ -частицы в с.ц.и. и сохранении энергии-импульса при распаде ( $\chi^2/\text{ст.св.} = 1,9$  и  $1,7$  соответственно для Em + Pb и Em). Коэффициенты  $c_1$  и  $c_2$  в (4) при этом связаны с коэффициентами азимутальной асимметрии (2) (с заменой  $\epsilon_{ij}$  на  $\epsilon_{ij}^*$ ) и азимутальной коллинеарности

$$B^* = (N_{\epsilon_{ij}^* \leq \pi/4} + N_{\epsilon_{ij}^* \geq 3\pi/4} - N_{\pi/4 < \epsilon_{ij}^* < 3\pi/4}) / N_{0 \leq \epsilon_{ij}^* \leq \pi} \quad (5)$$

соотношениями

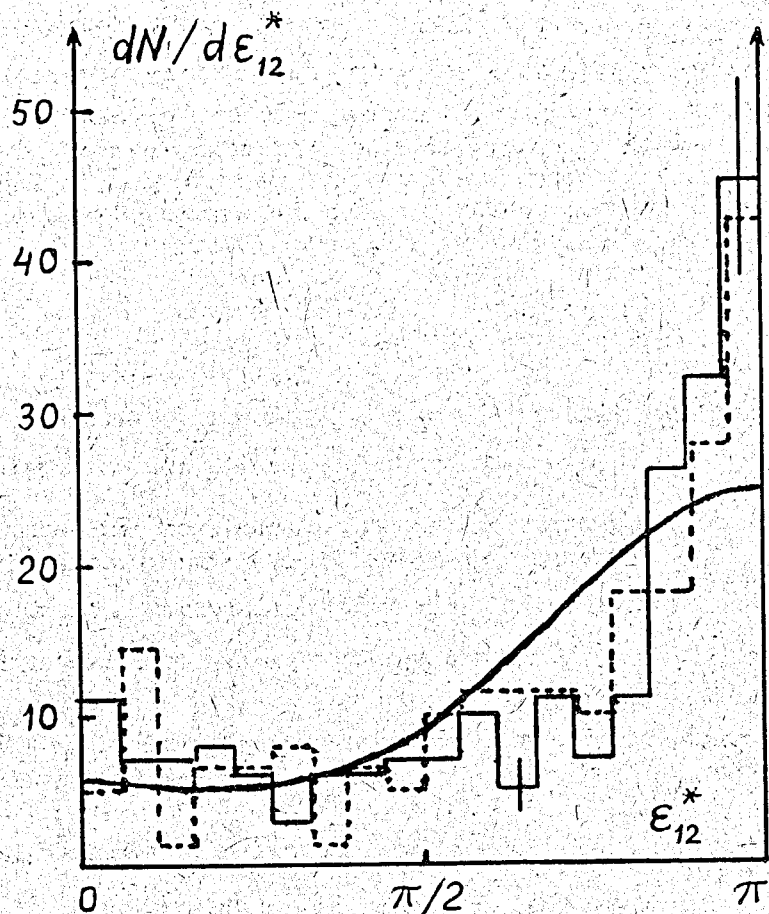


Рис.4. Распределения рис.2 по  $\epsilon_{ij}^*$ . Кривая — распределение (4) с коэффициентами (6), вытекающими из модели фазового объема

$$c_1 = -(\pi/2) A^* = -(\pi/2) (N_\alpha - 1)^{-1},$$

$$c_2 = (\pi/2) B^* = (8\pi/25) (N_\alpha - 1)^{-2}, \quad (6)$$

( $N_\alpha = 3$ ). Распределения (4) с коэффициентами (6), приведены на рис.4 (кривые).

Обсудим полученные результаты.

То обстоятельство, что распределения по  $p_T^2$  для обоих наборов реакций различаются значительно больше, чем по  $p_T^{*2}$ , означает, что должны разли-

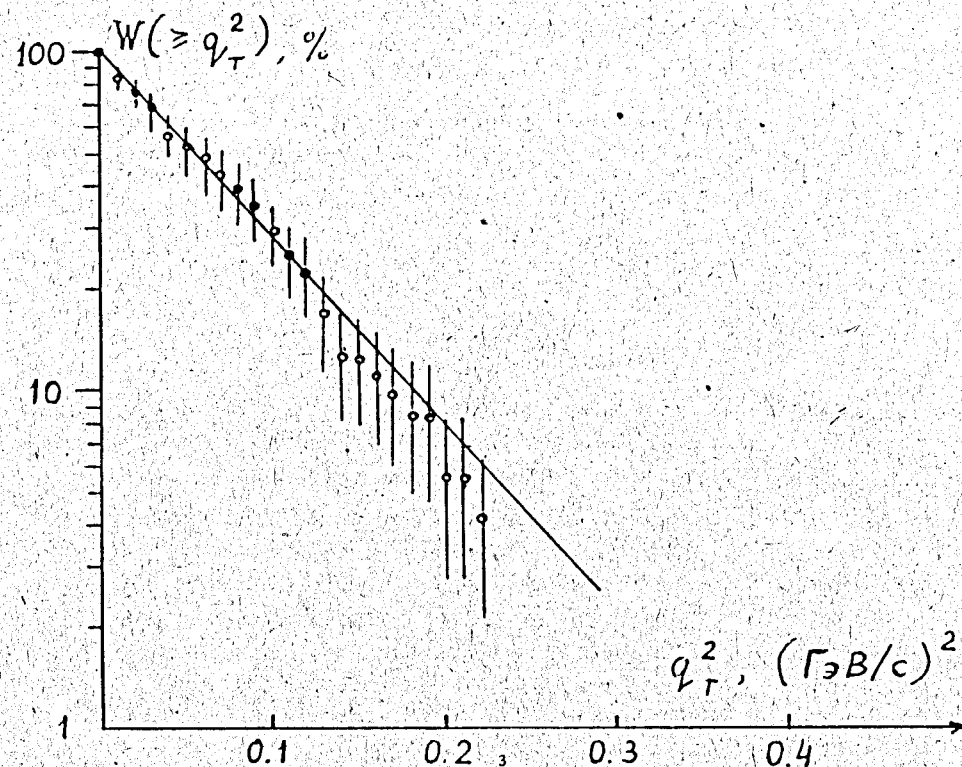


Рис.5. Распределения по  $q_T^2 = (\sum_{i=1}^3 p_{Ti})^2$  для событий  $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$

ваться распределения по поперечному импульсу  $q_T$ , передаваемому распа-  
дающемуся ядру углерода. Действительно, как видно из табл.2, в которой  
приведены средние значения  $\langle q_T^2 \rangle^{1/2}$ , они заметно различаются, составляя  
соответственно  $(281 \pm 19)$  МэВ/с и  $(383 \pm 42)$  МэВ/с для  $\text{Em} + \text{Pb}$  и  $\text{Em}$   
(здесь  $q_T = p_T^{\text{sum}} = \sum_{i=1}^3 p_{Ti}$ ). Это снова свидетельствует в пользу предполо-

жения о доминировании кулоновского механизма диссоциации  $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$  на  
ядре Pb. Отметим, что распределения по  $q_T^2$  не противоречат (рис.5) рэлеев-  
ской форме (1), которая следует из экспоненциального вида зависимости  
 $d\sigma/dt$  по передаваемому в когерентном соударении ядер 4-импульсу, так  
как  $t' = t - t^{\text{min}}(M^*) \cong q_T^2$ , где  $t^{\text{min}}(M^*)$  — минимальное значение 4-им-



пульса, реализующееся при минимальном значении эффективной массы  $M^* = \sum_i m_i$  фрагментов снаряда.

Известная статистическая теория быстрой фрагментации Фешбаха — Хуанга — Гольдхабер [8,9] позволяет оценить «температуру» распадающегося ядра углерода по измеренным значениям  $\langle p_T^* \rangle$ . В единицах  $kT$  она составляет

$$kT = \frac{A}{A-1} (\sigma_N^2 / m_n),$$

где

$$\sigma_N^2 = \sigma_\alpha^2 (A-1) / A_\alpha (A-A_\alpha)$$

(параболический закон),  $A = 12$ ,  $A_\alpha = 4$ ,  $m_N$  — масса нуклона и, наконец,

$\sigma_\alpha^2 = \langle p_T^* \rangle^2 / 2$ . Используя значения  $\langle p_T^* \rangle^{1/2}$  из табл.2, легко получить  $kT = 3,4$  МэВ для разбавленной эмульсии и  $kT = 4,0$  МэВ для обычной. Полученные значения  $kT$  значительно ниже определяемых из реакций «обычной» мультифрагментации, изучаемой в инклюзивных экспериментах, т.е. в реакциях типа  $A + B \rightarrow \alpha + X$  ( $A$  — ядро-снаряд,  $B$  — ядро-мишень,  $X$  — «все остальное») — см., например, [10—13]. Это справедливо даже при учете завышения оцененных  $kT$  во многих работах, связанного с неправильным использованием импульсных характеристик фрагментов в лаб. системе вместо таковых в с.ц.и. остаточного фрагментирующего ядра. Оцененные нами значения  $kT$  существенно ниже также энергии связи нуклонов в ядре углерода. С другой стороны, малость  $kT$  вполне соответствует малым передачам энергии-импульса фрагментирующему ядру, характерным для когерентных процессов; при этом кулоновской диссоциации на ядре Pb должны соответствовать наименьшие  $q_T^2$ , что, вероятно, и наблюдается.

Логическим противоречием модели быстрого статистического распада ядра углерода, использованной для оценки его «температуры», являются отклонения распределений по  $p_T^*$  и  $\epsilon_{ij}^*$  от форм (1) и (4), соответствующих этой модели. Отметим, что сложный состав мишени не может, например, служить причиной отклонения  $d\sigma/dp_T^*$  от рэлевской формы (1). Действительно, легко показать, что даже при априорной зависимости параметра  $\sigma^2$  в формуле (1) от массы мишени суммарное распределение должно сохранять рэлевскую форму. За отступление  $d\sigma/dp_T^*$  и  $d\sigma/d\epsilon_{ij}^*$  от статистических форм (1) и (4) могут быть, однако, ответственны такие факторы, как примесь каскадного канала распада ядра углерода по схеме  $^{12}\text{C} \rightarrow ^8\text{Be} +$

$+ \alpha \rightarrow 3\alpha$ , возможное наличие углового момента у диссоциирующего ядра углерода, механизмы взаимодействия между  $\alpha$ -частицами в конечном состоянии (эффекты тождественности) и между  $\alpha$ -частицами и ядром-мишенью (перераспределения).

Для выяснения роли каскадного распада ядра мы выполнили расчет этого распада по методу Монте-Карло. Распады  $^{12}\text{C} \rightarrow ^8\text{Be} + \alpha$  и  $^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$  предполагались происходящими в соответствии со статистической теорией быстрой фрагментации. Параметр распада выбирался так, чтобы средний  $\langle p_T^* \rangle^{1/2}$   $\alpha$ -частиц в конечном состоянии соответствовал эмпирическому значению (табл.2).

Расчетные распределения  $d\sigma/dp_T^*$  и  $d\sigma/d\epsilon_{ij}^*$  для «прямого» и «каскадного» вариантов распада  $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$  оказались весьма близкими друг к другу (не проиллюстрировано), так что имеющейся в нашем распоряжении статистики событий недостаточно для выяснения относительной роли этих каналов. Ее, однако, вполне достаточно для констатации обеспеченного превышения коэффициента азимутальной коллинеарности  $B^*$  (см., таблицу 2, а также рис.4) над ожидаемыми расчетными значениями как для прямого ( $B^* = 0,16$  (формула (6))), так и каскадного ( $B^* = 0,18$ ) вариантов. Это превышение имеет место для обоих экспериментов, и мы не видим другого объяснения этому, кроме предположения о том, что ядро  $^{12}\text{C}$  в соударении с мишенью, сопровождающемся распадом на 3  $\alpha$ -частицы, приобретает не только энергию-импульс, но и угловой момент. Отметим, что недавно было получено указание на «приобретение» углового момента остаточным фрагментирующим ядром и в реакциях обычной мультифрагментации [14].

Коротко сформулируем в заключение основные выводы настоящей работы.

1. Совокупность данных по распаду  $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$  при  $p_0 = 4,5$  ГэВ/с на нуклон в обычной и разбавленной солями Pb эмульсиях указывает на наличие реакций когерентной диссоциации. В области легких и средних ядер-мишеней, по-видимому, доминирует дифракционный механизм (см. также [3,5]), а для ядра Pb — кулоновский механизм реакции, т.к. средний свободный пробег для диссоциации  $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$  уменьшается при разбавлении эмульсии ядрами Pb примерно вдвое.

2. Распадные температуры ядра углерода в рассматриваемой реакции слабо зависят от массового числа ядра-партнера. Однако переход к кулоновскому механизму диссоциации сопровождается заметным уменьшением

передаваемого ядру поперечного импульса, что приводит к различию в  $p_T$ -спектрах распадных  $\alpha$ -частиц в лаб. системе.

3. Эти температуры ( $kT \approx 3,4-4,0$  МэВ) значительно меньше таковых при обычной (некогерентной) мультифрагментации релятивистских ядерснарядов и энергии связи нуклонов в распадающемся ядре.

4. Разлет  $\alpha$ -частиц из реакции  $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$  в поперечной плоскости реакции обнаруживает тенденцию к коллинеарности, являющейся, вероятно, следствием приобретаемого диссоциирующим ядром углового момента.

Один из авторов (Г.Ч.) пользуется случаем поблагодарить Международный научный фонд (ISF) за поддержку во время выполнения работы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Померанчук И.Я., Фейнберг Е.Л. — ДАН СССР, 1953, т.93, с.439; Feinberg E.L., Pomernanchuk I.Ya. — Suppl. Nuovo Cim., 1956, v.3, p.652.
2. БВДКЛМТ — сотрудничество. — ЯФ, 1980, т.32, с.1387.
3. Абдуразакова У.А. и др. — ЯФ, 1984, т.39, с.272.
4. Engelage J. et al. — Phys. Lett. B, 1986, v.179, p.34.
5. Бондаренко А.И., Чернов Г.М., Юлдашев Б.С. — ЯФ, 1994, т.57, с.430.
6. Ахроров О. и др. — Сообщ. ОИЯИ, P1-9963, Дубна, 1976.
7. Бондаренко А.И. и др. — В сб.: Упругие и неупругие соударения частиц большой энергии с нуклонами и ядрами. Ташкент, ФАН, 1975, с.119.
8. Feshbach H., Huang K. — Phys. Lett. B, 1973, v.47, p.300.
9. Goldhaber A.S. — Phys. Lett. B, 1974, v.53, p.306.
10. Бенгус Л.Е. и др. — Письма в ЖЭТФ, 1983, т.38, с.353.
11. Bhanja R. et al. — Nucl. Phys. A, 1985, v.438, p.740.
12. Бондаренко А.И. и др. — ЯФ, 1992, т.55, с.137.
13. Adamovich M.I. et al. — Mod. Phys. Lett. A, 1993, v.8, p.21.
14. Бабаев А.Х. и др. — ЯФ, 1989, т.50, с.1324.

Рукопись поступила в издательский отдел  
25 июля 1994 года.

Белага В.В. и др.

P1-94-285

Когерентная диссоциация  $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$

при 4,5 А ГэВ/с на ядрах эмульсии, обогащенной свинцом

Изучались распределения по поперечным импульсам и корреляционные характеристики релятивистских  $\alpha$ -частиц из реакции когерентной диссоциации ядра углерода на три  $\alpha$ -частицы при  $p_0 = 4,5$  А ГэВ/с в эмульсии, обогащенной Рб. Проведен сравнительный анализ данных, полученных в обычных и обогащенных Рб эмульсионных стопках. Показано, что статистическая модель быстрой фрагментации не описывает импульсных и корреляционных характеристик  $\alpha$ -частиц в с.ц.и. ядра углерода. Оценена распадная температура ядра  $^{12}\text{C}$ , которая слабо зависит от массы ядрамишени. Показано, что фрагментирующее ядро углерода приобретает в соударении угловой момент.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 1994

Перевод авторов

Belaga V.V. et al.

P1-94-285

Coherent Dissociation  $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$  in Emulsion Enriched by Pb

Transverse momentum distributions and correlation characteristics of relativistic  $\alpha$ -particles were studied for the coherent dissociation of carbon nucleus into three alphas at  $p_0 = 4.5$  GeV/c in emulsion enriched by Pb. The comparative analysis of the data obtained in usual and enriched by Pb emulsion stacks was made. It was shown that the statistical model of rapid fragmentation doesn't describe the momentum and correlation characteristics of  $\alpha$ -particles in the rest system of fragmentating carbon nucleus. The decay temperature of  $^{12}\text{C}$  was estimated: it exhibits a weak dependence on target atomic number. It was shown that the fragmentating projectile nucleus acquires the angular momentum during collision.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 1994