

ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ
ЧАСТИЦЫ И ПОЛЯ

КОГЕРЕНТНАЯ ДИССОЦИАЦИЯ $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ ПРИ 4.5A ГэВ/с
НА ЯДРАХ ЭМУЛЬСИИ, ОБОГАЩЕННОЙ СВИНЦОМ

© 1995 г. В. В. Белага, А. А. Бенджаза¹⁾, В. В. Русакова, Дж. А. Саломов²⁾, Г. М. Чернов

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

Поступила в редакцию 16.05.94 г.; после доработки 06.03.95 г.

Изучались распределения по поперечным импульсам и корреляционные характеристики релятивистских α -частиц из реакции когерентной диссоциации ядра углерода на три α -частицы при $p_0 = 4.5A$ ГэВ/с в эмульсии, обогащенной свинцом. Проведен сравнительный анализ данных, полученных в обычных и обогащенных свинцом эмульсионных стопках. Показано, что статистическая модель быстрой фрагментации не описывает импульсные и корреляционные характеристики α -частиц в с.с.и. ядра углерода. Оценена распадная температура ядра ^{12}C , которая слабо зависит от массы ядра-мишени. Показано, что фрагментирующее ядро углерода приобретает в соударении угловой момент.

Еще в 50-е годы Померанчук и Фейнберг [1] теоретически предсказали существование особого класса неупругих соударений с участием сложных ядер, в которых ядро-партнер, вызывающее диссоциацию налетающего высокоэнергетического адрона, участвует как целое, получая весьма малый импульс, не разрушаясь, не возбуждаясь³⁾ и сохраняя заряд. Различают два основных типа этих крайне периферических реакций – дифракционный (обмен помероном) и кулоновский (обмен γ -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.

Подобного рода реакции могут иметь место и в ядро-ядерных взаимодействиях, когда в качестве снаряда также выступает атомное ядро, а конечным результатом когерентного взаимодействия является не рождение новых частиц, а его диссоциация (фрагментация). Такие реакции характеризуются довольно высоким энергетическим порогом, что делает их изучение прерогативой ядерной физики высоких энергий. Действительно, используя закон сохранения энергии-импульса для реакции диссоциации ядра-снаряда A с массой M_0 и импуль-

сом p_0 в систему n фрагментов с массами m_i ($i = 1, \dots, n$) при соударении с ядром-мишенью B , можно записать [2]:

$$q_L = \frac{M^{*2} - M_0^2}{2p_0} + \frac{E_0 + M}{2Mp_0} q^2,$$

где M^* – эффективная масса системы n фрагментов, $q(q_L, q_T)$ – переданный в соударении 3-импульс. Условие когерентности $1/q > R$ (R – радиус ядра-мишени) приводит [1] к ограничению продольной компоненты передаваемого при неупругой дифракции импульса:

$$q_L < \mu/B^{1/3}$$

(B – массовое число ядра-мишени, μ – масса пиона). Эти формулы при учете минимального значения эффективной массы, равного $M_{min}^* = \sum_{i=1}^n m_i$, приводят к следующему выражению для порога когерентной диссоциации ядра:

$$p_0^{min} \cong \frac{\left(\sum_{i=1}^n m_i\right)^2 - M_0^2}{2\mu} B^{1/3} \cong \frac{M_0 B^{1/3}}{\mu} \Delta,$$

где $\Delta = \sum_{i=1}^n m_i - M_0$ – “дефект массы” по отношению к рассматриваемому каналу диссоциации⁴⁾. Реакции когерентной диссоциации ядер могут служить важным источником информации о внутренней структуре фрагментирующихся ядер, так как изучение их распада возможно при очень малых передачах энергии-импульса и при отсутствии порога регистрации продуктов фрагментации.

¹⁾ Аденский университет, Республика Йемен.

²⁾ Таджикский государственный университет, Душанбе, Республика Таджикистан.

³⁾ Возможно лишь возбуждение коллективного типа.

⁴⁾ В частности, для когерентной реакции $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ на ядре Рь порог составляет ≈ 300 МэВ/с на нуклон; для реакции $^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$, например, его величина еще вдвое выше.

В этой связи представляется достаточно удивительным, что изучение когерентных реакций неупругой диссоциации релятивистских ядер-снарядов находится лишь в зачаточном состоянии.

В настоящей работе излагаются результаты исследования реакции диссоциации ядер ^{12}C с первичным импульсом 4.5 ГэВ/с на нуклон при их взаимодействиях с ядрами фотоэмульсии, обогащенной свинцом. Ранее [3, 4] поиск когерентной реакции $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ производился при том же первичном импульсе в обычной эмульсии. Кроме этой эмульсионной работы нам известны еще две, выполненные при релятивистских энергиях [5, 6]. В работе [5] для изучения диссоциации $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ использовался спектрометр HISS на ускорителе Bevalac с углеродной мишенью, а в [6] была предпринята попытка выделения когерентного распада на три α -частицы из неупругих взаимодействий ядер углерода при $p_0 = 4.2$ ГэВ/с на 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 ~ 500 мкм. Сравнительные ядерные составы стандартной эмульсии БР-2 и использованной в настоящей работе представлены в табл. 1 [7].

Стопка облучалась в пучке ионов ^{12}C при первичном импульсе 4.5 ГэВ/с на нуклон на синхротроне ЛВЭ ОИЯИ. Просмотр “вдоль трека” производился с целью оценки среднего свободного пробега (т.е. сечения) для интересующей нас реакции в эмульсионной стопке и последующего сравнения его с соответствующей величиной для обычной эмульсии [4]. Значительно более быстрый по скорости набора интересующих нас событий 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. Далее так же, как в [3, 4], мы будем пренебрегать возможной примесью ядер ^3He среди фрагментов с $z = 2$ и считать их α -частицами. Отобранные для измерений случаи не должны были иметь каких-либо признаков возбуждения или развала мишени (“чистые”

Таблица 1

Фотоэмульсия	Число ядер в 1 см ³ ($\times 10^{22}$)						
	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 (настоящая работа)	3.26	1.64	0.28	1.49	0.76	0.76	0.15

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 найдена⁵⁾ 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 таким образом, что среднее массовое число ядер-мишеней для последней группы не увеличивается ($\langle A \rangle \cong \cong 47$ и 44 соответственно для обычной и “разбавленной” БР-2). Используя данные табл. 1, легко показать, что наблюдаемое значительное (примерно вдвое) уменьшение λ 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. Аналогичная ситуация имела место и для когерентных взаимодействий высокоэнергичных адронов с ядрами (например, для реакции $\pi^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm}\pi^{\pm}\pi^{\pm}$).

Полученные нами значения среднего свободного пробега для реакций когерентной диссоциации $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ в обычной и разбавленной солями свинца эмульсиях соответствуют поперечным сечениям в 20 ± 4 и 43 ± 16 мбн/ядро⁶⁾. Отметим, что полные сечения диссоциации углерода на три фрагмента с $z = 2$, включающие в себя заведомо некогерентные механизмы этой реакции (т.е. события с признаками распада ядра-мишени и т.д.), значительно выше (по данным [6] – в несколько раз). Разумеется, конкретизировать далее все возможные каналы реакций с тремя фрагментами ^3He в конечном состоянии и оценить их сечения по данным настоящей работы не представляется возможным.

⁵⁾ В значение λ , найденное для обычной эмульсии в [4], мы внесли поправку на события с протоном отдачи, также рассматривавшиеся в цитируемой работе.

⁶⁾ Подразумеваются так называемые средние ядра эмульсии; значения $\langle A \rangle$ для них были приведены выше.

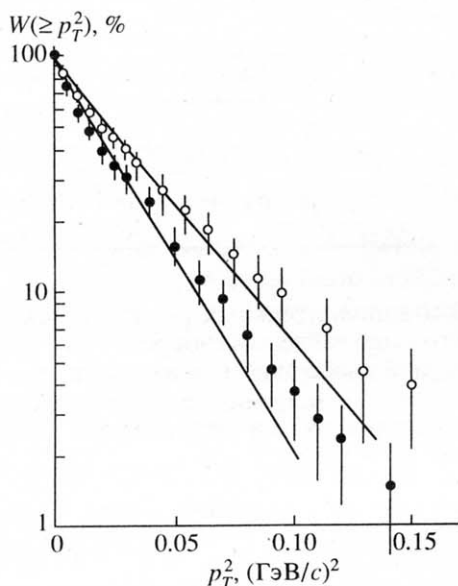


Рис. 1. Распределения по p_T^2 для α -частиц из реакции $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ в обычной (O, [3]) и содержащей ядра Pb (●) эмульсиях. Прямые – распределения (1) при $2\sigma^2 = \langle p_T^2 \rangle$.

Перейдем к рассмотрению основных характеристик релятивистских α -частиц из реакций $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ и к сравнению этих характеристик в экспериментах с обычной [4] и обогащенной свинцом эмульсиями. Подчеркнем, что первичная энергия ядер углерода и все условия обоих экспериментов (за исключением состава мишени) были абсолютно идентичными.

На рис. 1 представлены интегральные распределения по квадрату поперечного импульса α -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 α -частиц, измерение которых с помощью фотометода выполняется исключительно надежно вследствие его высокой разрешающей способности.

Как видно из данных рис. 1, p_T -спектры α -частиц для двух рассматриваемых случаев различаются; среднеквадратичные значения $\langle p_T^2 \rangle^{1/2}$ равны 192 ± 10 и 161 ± 6 МэВ/с для Em и Em + Pb соответственно (табл. 2). Кроме того, видно, что оба распределения рис. 1 не согласуются с распределением

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

($2\sigma^2 = \langle p_T^2 \rangle$), соответствующим парциальным нормальным распределениям $n(0, \sigma)$ по каждой из поперечных компонент 3-импульса α -частицы в л.с.

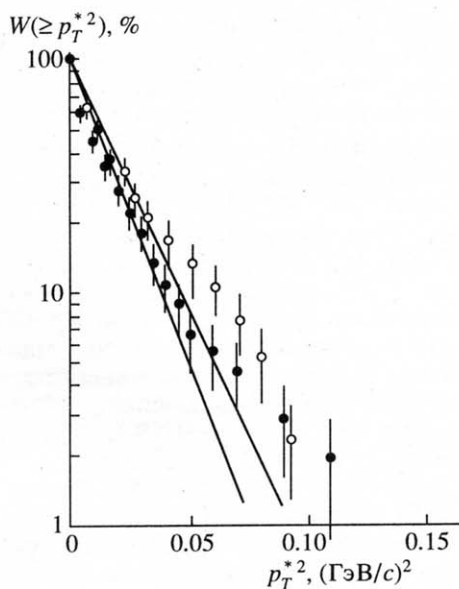


Рис. 2. То же, что на рис. 1, но в зависимости от p_T^{*2} .

(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 л.с. 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, [4]). Это обстоятельство проявляется и в нашем эксперименте, в частности, в распределении по парному азимутальному углу $\epsilon_{ij} = \arccos(\mathbf{p}_{Ti}\mathbf{p}_{Tj}/p_{Ti}p_{Tj})$ между векторами поперечных импульсов \mathbf{p}_{Ti} и \mathbf{p}_{Tj} α -частиц из одного акта диссоциации. Данное распределение демонстрирует 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 ± 0.07 (Em + Pb) и -0.21 ± 0.09 (Em), в то время как требуемое законом сохранения импульса при распаде на N_α α -частиц значение A равно $1/(N_\alpha - 1) = 0.5$ с максимумом при $\epsilon_{ij} \rightarrow \pi$ (см. ниже рис. 3). Ясно, что "корректные" значения импульсных и корреляционных характеристик распадных α -частиц могут быть получены лишь после перехода в систему покоя (с.ц.и.) диссоциирующего ядра.

Такой переход при отсутствии каких-либо дополнительных (нейтральных) частиц осуществляется весьма просто: при небольших углах

рассеяния ядра углерода поперечные импульсы α -частиц в с.ц.и.

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

(здесь и далее звездочки в верхнем индексе соответствуют с.ц.и.). На рис. 2 и 3 показаны распределения по p_T^{*2} и $\epsilon_{ij}^* = \arccos(p_{Ti}^* p_{Tj}^* / p_{Ti}^* p_{Tj}^*)$ для α -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 $\langle p_T^{*2} \rangle$, как и следовало ожидать, заметно меньше, чем $\langle p_T^2 \rangle$, но, в отличие от последних, совпадают для обоих экспериментов в пределах их погрешностей.

2. Оба распределения на рис. 2 не согласуются ($\chi^2/\text{ст. св.} = 2.8$ и 4.2 соответственно для Em + Pb и Em) с распределением (1), записанным для с.ц.и.

3. Распределения по ϵ_{ij}^* также неудовлетворительно описываются формой [8]

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

следующей из предположений о нормальных парциальных распределениях $n(0, \sigma)$ по каждой из компонент 3-импульса α -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) связаны с коэффициентами азимутальной асимметрии (2) (с заменой ϵ_{ij} на ϵ_{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

$$c_1 = -(\pi/2) A^* = -(\pi/2) (N_\alpha - 1)^{-1}, \quad (6)$$

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

($N_\alpha = 3$). Распределение (4) с коэффициентами (6) приведено на рис. 3 (кривая).

Обсудим полученные результаты.

То обстоятельство, что распределения по p_T^2 для двух наборов реакций различаются значительно больше, чем по p_T^{*2} , означает, что должны различаться распределения по поперечному импульсу q_T , передаваемому распадающемуся ядру углерода. Действительно, как видно из табл. 2, в

Таблица 2. Сравнительные характеристики релятивистских α -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 на нуклон

Характеристика	Em	Em + Pb
Число α -частиц	132	216
$\langle p_T^2 \rangle^{1/2}$, МэВ/с	192 ± 10	161 ± 6
A (формула (2))	-0.21 ± 0.09	-0.20 ± 0.07
$\langle p_T^{*2} \rangle^{1/2}$, МэВ/с	141 ± 7	130 ± 8
A*	0.48 ± 0.08	0.43 ± 0.06
B* (формула (5))	0.32 ± 0.08	0.44 ± 0.06
$\langle p_{T,sum}^2 \rangle^{1/2}$, МэВ/с	383 ± 42	281 ± 19

которой приведены средние значения $\langle q_T^2 \rangle^{1/2}$, они заметно различаются, составляя соответственно 281 ± 19 и 383 ± 42 МэВ/с для Em + Pb и Em (здесь $q_T = p_{T,sum} = \sum_{i=1}^3 p_{Ti}$). Это снова свидетельствует в пользу предположения о доминировании кулоновского механизма диссоциации $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ на ядре Pb. Отметим, что распределение по q_T^2 не противоречит (рис. 4) форме (1), которая следует из экспоненциального вида зависимости $d\sigma/dt'$ по передаваемому в когерентном соударении ядер 4-импульсу, так как $|t'| = |t - t^{min}(M^*)| \equiv q_T^2$, где $t^{min}(M^*)$ – минимальное значение 4-импульса, реализующееся при минимальном значении эффективной массы $M^* = \sum_i m_i$ фрагментов снаряда.

Уместно отметить также, что “сужение” распределения по q_T^2 с увеличением радиуса ядра-мишени происходит и при чисто дифракционном механизме процесса, что следует непосредственно из условия когерентности $qR < 1$. Однако, поскольку среднее массовое число мишени в стопке, обогащенной свинцом, не превышает такого в обычной эмульсии (см. выше), предположение о возрастании вклада кулоновского механизма в рассматриваемую реакцию при переходе к мишени Em + Pb представляется нам более предпочтительным.

Распределения $d\sigma/dM^*$ по эффективной массе трех α -частиц конечного состояния реакции $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ в условиях нашего эксперимента могут быть получены лишь при предположении о равенстве их продольных импульсов ($p_{Li} \equiv p_0/3$). Эти распределения для обоих случаев (Em и Em + Pb) имеют непрерывную форму без каких-либо особенностей в интервале $M^* - 3M_\alpha$ от нуля до 40 МэВ (рис. 5), что можно рассматривать как аргумент в

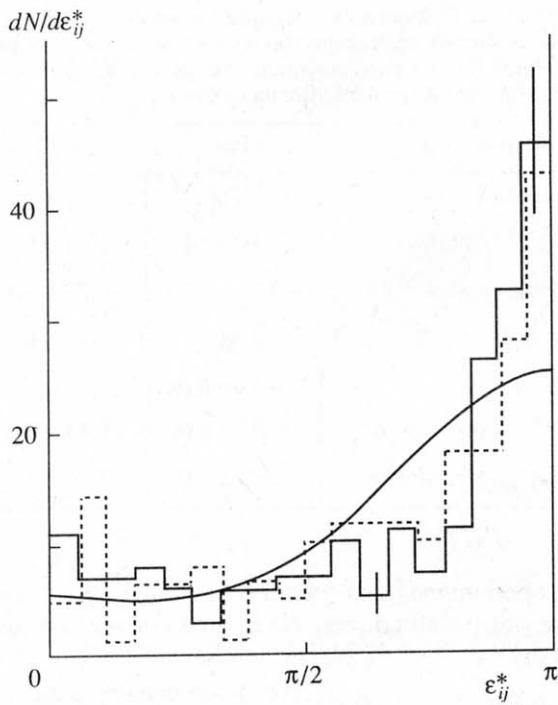


Рис. 3. Распределения по ϵ_{ij}^* для α -частиц из реакции $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$. Кривая – распределение (4) с коэффициентами (6), следующими из модели фазового объема (нормировано на число событий в настоящем эксперименте). Штриховая гистограмма – Em, сплошная – Em + Pb.

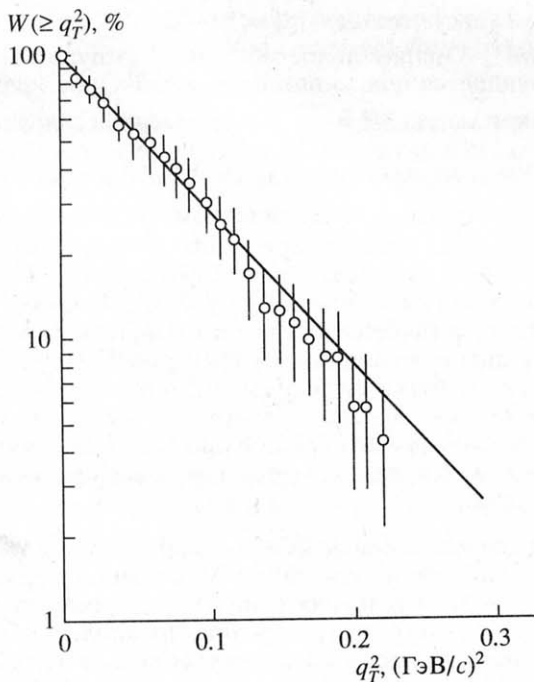


Рис. 4. Распределение по $q_T^2 = (\sum_{i=1}^3 p_{Ti})^2$ для событий $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ в настоящем эксперименте.

пользу предположения о вкладе большого числа конкретных состояний ядра ^{12}C в формирование конечного состояния обсуждаемой здесь реакции. Для их идентификации (выделения) необходимы, разумеется, значительно больший экспериментальный материал и проведение достаточно точных импульсных измерений.

Однако известная статистическая теория быстрой фрагментации Фешбаха–Хуанга–Гольдхабер [9, 10] позволяет оценить “температуру” распадающегося ядра углерода по измеренным значениям $\langle p_T^{*2} \rangle$. 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, а $\sigma_\alpha^2 = \langle p_T^{*2} \rangle / 2$. Используя значения

$\langle p_T^{*2} \rangle^{1/2}$ из табл. 2, легко получить $kT = 3.4$ МэВ для разбавленной эмульсии и $kT = 4.0$ МэВ для обычной. Полученные значения kT существенно 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, [11 - 14]. Это справедливо даже с учетом завышения оценок kT во многих работах, связанного с неправильным использованием импульсных характеристик фрагментов в л.с. вместо таковых в с.ц.и. остаточного фрагментирующего ядра. Полученные нами значения kT существенно ниже также энергии связи нуклонов в ядре углерода. Вместе с тем 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”, является отклонения распределений по p_T^{*2} и ϵ_{ij}^* от форм (1) и (4), соответствующих этой модели. Отметим, что сложный состав мишени не может, например, служить причиной отклонения $d\sigma/dp_T^{*2}$ от рэлеевской формы (1). Действительно, легко показать, что даже при априорной зависимости параметра σ^2 в формуле (1) от массы мишени, суммарное распределение должно сохранять свою форму. Однако за отступление $d\sigma/dp_T^{*2}$ и

$d\sigma/d\epsilon_{ij}^*$ от статистических форм (1) и (4) (и, в частности, за намечающееся изменение наклона в распределении по p_T^{*2} в области 0.05 (ГэВ/с)^2 (рис. 2)) могут быть 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 α -частицами в конечном состоянии (эффекты тождественности) и между α -частицами и ядром-мишенью (перерасеяния).

Для выяснения роли каскадного распада ядра нами выполнен расчет этого распада методом 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 импульс $\langle p_T^{*2} \rangle^{1/2}$ α -частиц в конечном состоянии соответствовал эмпирическому значению (табл. 2).

Расчетные распределения $d\sigma/dp_T^{*2}$ 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 статистики событий, имеющейся в нашем распоряжении, недостаточно для выяснения относительной роли этих каналов. Однако ее вполне достаточно для констатации обеспеченного превышения коэффициента азимутальной коллинеарности B^* (см. табл. 2, а также рис. 3) над ожидаемыми расчетными значениями как для прямого ($B^* = 0.16$ (формула (6)), так и для каскадного ($B^* = 0.18$) вариантов. Превышение имеет место для обоих экспериментов, по нашему мнению, это может быть объяснено единственным образом: ядро ^{12}C в соударении с мишенью, сопровождающемся распадом на три α -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 [15].

В заключение коротко сформулируем основные выводы настоящей работы.

1. Совокупность данных по распаду $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ при $p_0 = 4.5 \text{ ГэВ/с}$ на нуклон в обычной и разбавленной солями свинца эмульсиях указывает на наличие реакций когерентной диссоциации. В области легких и средних ядер-мишеней, по-видимому, доминирует дифракционный механизм (см. также [4, 6]), а для ядра Pb – кулоновский механизм реакции, так как среднее поперечное сечение для диссоциации $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ увеличивается при разбавлении эмульсии ядрами Pb примерно вдвое.

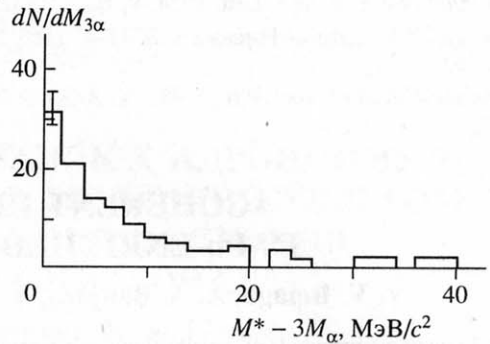


Рис. 5. Суммарное распределение по эффективной массе трех α -частиц в реакции $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$; значения $M_{3\alpha}^*$ по оси абсцисс "сдвинуты" на величину утроенной массы α -частиц.

2. Распадные температуры ядра углерода в рассматриваемой реакции слабо зависят от массового числа ядра-партнера. Однако увеличение вклада кулоновского механизма диссоциации сопровождается заметным уменьшением передаваемого ядру поперечного импульса, что приводит к различию в p_T -спектрах распадных α -частиц в л.с.

3. Полученные нами температуры ($kT \approx 3.4 - 4.0 \text{ МэВ}$) значительно меньше таковых при обычной (некогерентной) мультифрагментации релятивистских ядер-снарядов и существенно ниже энергии связи нуклонов в распадающемся ядре.

4. Разлет α -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.М.Ч.) пользуется случаем поблагодарить Международный научный фонд (ISF) за поддержку во время выполнения работы.

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 No. P-7-584. Tashkent, 1993.
3. Сотрудн. БВДКЛМТ // ЯФ. 1980. Т. 32. С. 1387.
4. Абдуразакова У.А. и др. // ЯФ. 1984. Т. 39. С. 272.
5. Engelage J. et al. // Phys. Lett. 1986. V. B179. P. 34.
6. Бондаренко А.И., Чернов Г.М., Юлдашев Б.С. // ЯФ. 1994. Т. 57. С. 430.
7. Ахроров О. и др. Сообщение ОИЯИ Р1-9963. Дубна, 1976.
8. Бондаренко А.И. и др. // Упругие и неупругие соударения частиц большой энергии с нуклонами и ядрами. Ташкент: ФАН, 1975. С. 119.
9. Feshbach H., Huang K. // Phys. Lett. 1973. V. B47. P. 300.

10. Goldhaber A.S. // Phys. Lett. 1974. V. B53. P. 306.
11. Бенгус Л.Е. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1983. Т. 38. С. 353.
12. Bhanja R. et al. // Nucl. Phys. 1985. V. A438. P. 740.
13. Бондаренко А.И. и др. // ЯФ. 1992. Т. 55. С. 137.
14. Adamovich M.I. et al. // Mod. Phys. Lett. 1993. V. A8. P. 21.
15. Бабаев А.Х. и др. // ЯФ. 1989. Т. 50. С. 1324.

COHERENT DISSOCIATION $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ IN Pb-ENRICHED EMULSION AT 4.5A GeV/c

V. V. Belaga, A. A. Benjaza, V. V. Rusakova, J. A. Salomov, G. M. Chernov

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