

ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ И ПОЛЯ

**ВКЛАД ВОЗБУЖДЕННЫХ ЯДЕР  $^{12}\text{C}^*$  В КАНАЛ ОБРАЗОВАНИЯ ТРЕХ  $\alpha$ -ЧАСТИЦ В  $^{16}\text{O}p$ -СОУДАРЕНИЯХ ПРИ 3.25 А ГЭВ/с**

© 2004 г. Э. Х. Базаров, В. В. Глаголев<sup>1)</sup>, Қ. Г. Гуламов, В. В. Луговой, С. Л. Лутпуллаев, К. Олимов\*, Э. Турумов, А. А. Юлдашев, Б. С. Юлдашев<sup>2)</sup>

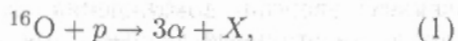
Физико-технический институт Научно-производственного объединения "Физика-Солнце" АН Республики Узбекистан, Ташкент

Поступила в редакцию 20.03.2003 г.; после доработки 05.12.2003 г.

Впервые проведен феноменологический анализ канала образования трех  $\alpha$ -частиц в соударениях релятивистских ядер кислорода с протоном и показано, что одна треть его реализуется в результате распада возбужденного ядра  $^{12}\text{C}^*$ , а оставшаяся часть — через прямой ферми-развал или квазиупругое выбивание одного  $\alpha$ -кластера из слабосвязанного ядра-остатка, содержащего три  $\alpha$ -частицы. Результаты моделирования распада возбужденной системы, содержащей три  $\alpha$ -частицы, для изотропного фазового пространства удовлетворительно описывают экспериментальные данные при малых значениях энергии возбуждения ( $\Delta E^* < 15$  МэВ).

При сравнительном анализе каналов образования трех  $\alpha$ -частиц и ядер  $^{12}\text{C}$  в  $^{16}\text{O}p$ -соударениях при 3.25 А ГЭВ/с было показано [1], что в пределах статистических погрешностей совпадают средние множественности и средние импульсные характеристики вторичных фрагментов и заряженных частиц, образованных в этих двух каналах. Было также получено, что и сечения выхода этих каналов очень близки. Все указывало на то, что оба канала реализуются при очень близких физических условиях. При сопоставлении результатов [1] с предсказаниями каскадно-фрагментационной испарительной модели [2], которая рассматривает ядро как идеальный ферми-газ, был сделан вывод о важной роли  $\alpha$ -кластерной структуры ядра  $^{16}\text{O}$  при его фрагментации.

Настоящая работа является продолжением работы [1], она основана на том же экспериментальном материале и посвящена дальнейшему анализу канала образования трех  $\alpha$ -частиц, т.е. реакции



где  $X$  может быть одно- или двухзарядным фрагментом с массовым числом  $A \leq 3$ . Кроме того, здесь же могут присутствовать заряженные пионы и протон отдачи, если не произошла неупругая перезарядка последнего на нейтрон и  $\pi^+$ -мезон. Экспериментальный материал получен с помощью

1-м водородной пузырьковой камеры (ВПК), экспонированной на синхрофазотроне ЛВЭ ОИЯИ в пучке ядер кислорода при импульсе 3.25 А ГЭВ/с, и основан на анализе более 11 000 неупругих  $^{16}\text{O}p$ -взаимодействий. Отметим, что использование ВПК в магнитном поле оказалось высокоэффективным методом для анализа многих характеристик фрагментации в условиях  $4\pi$ -геометрии и позволяет с высокой достоверностью разделять легкие фрагменты по массе. Процедура идентификации вторичных заряженных частиц и фрагментов ядер кислорода описана в работах [1, 3, 4]. Здесь так же, как и в работе [1], будут рассматриваться фрагменты с длиной измеренного трека в рабочем объеме камеры  $L > 35$  см, что необходимо для надежной идентификации их по массе.

Цель настоящей работы — выяснить генезис рождения  $\alpha$ -частиц в реакции (1). Если ядро кислорода  $^{16}\text{O}$  действительно обладает  $\alpha$ -кластерной структурой, то с одним из этих кластеров (или с его нуклоном) происходит первичный акт взаимодействия протона-мишени, причем в зависимости от энергии возбуждения, получаемой остаточным ядром с массовым числом  $A = 12$ , оно или сохраняется как  $^{12}\text{C}$ , или разваливается на три  $\alpha$ -частицы. Однако не ясно, являются ли три  $\alpha$ -частицы в реакции (1) продуктом распада возбужденного ядра-остатка с квантовыми числами трех  $\alpha$ -частиц (т.е.  $^{12}\text{C}^*$ ) или каждая из них образовалась как результат прямого мультифрагментного развала ядра кислорода  $^{16}\text{O}$  без образования возбужденного состояния  $^{12}\text{C}^*$ . Так как возможны и первый, и второй механизмы

<sup>1)</sup>Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия.

<sup>2)</sup>Институт ядерной физики АН РУз, Ташкент, пос. Улугбек.  
E-mail: olimov@uzsci.net

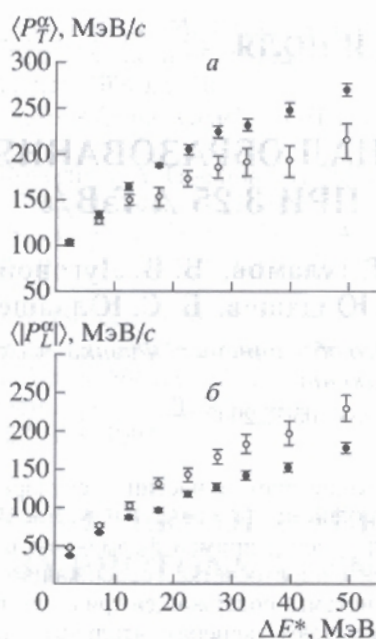
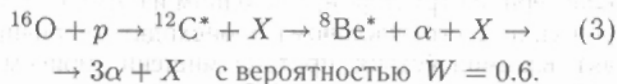
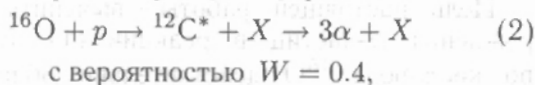


Рис. 1. Зависимость среднего значения поперечного импульса (а) и среднего абсолютного значения продольного импульса (б)  $\alpha$ -частиц от энергии возбуждения  $\Delta E^*$  (○ — эксперимент, ● — модель МК).

образования  $\alpha$ -частиц, то возникает вопрос: какая часть из них образована в результате действия первого механизма, а какая — в результате второго? Чтобы ответить на эти вопросы, мы провели моделирование процесса образования трех  $\alpha$ -частиц в реакции (1) методом Монте-Карло (МК) в рамках модели изотропного фазового пространства (см. Приложение). Предполагалось, что в системе покоя возбужденного ядра  $^{12}\text{C}^*$  его прямой распад  $^{12}\text{C}^* \rightarrow 3\alpha$  и каскадный распад  $^{12}\text{C}^* \rightarrow ^8\text{Be}^* + \alpha \rightarrow 3\alpha$  должны быть изотропными. Таким образом, расчет основывается на следующих двух каналах изотропных распадов ядра  $^{12}\text{C}^*$ :



В реакции (3) распад нестабильного ядра  $^8\text{Be}^*$  на две  $\alpha$ -частицы генерировался с вероятностью  $W(0^+) = 0.67$  для основного состояния ( $J^P = 0^+$ ) с энергией возбуждения  $\Delta E^* = 0.1$  МэВ и с вероятностью  $W(2^+) = 0.33$  для первого возбужденного состояния ( $J^P = 2^+$ ) с  $\Delta E^* = 3.04$  МэВ [5]. Доли прямого и каскадного каналов распада ядра  $^{12}\text{C}^*$  и вероятности распадов нестабильного ядра  $^8\text{Be}^*$  на две  $\alpha$ -частицы  $W(0^+)$  и  $W(2^+)$  определили из анализа распределения угла между парой

$\alpha$ -частиц  $\Delta\vartheta_{\alpha\alpha}$  в реакции (1) методом, приведенным в [6].

На рис. 1а представлены экспериментальная и расчетная зависимости среднего поперечного импульса  $\alpha$ -частиц  $\langle P_T^\alpha \rangle$  от энергии возбуждения  $\Delta E^*$ , определяемой как

$$\Delta E^* = M_{3\alpha} - 3M_\alpha,$$

где  $M_{3\alpha}$  — инвариантная, а  $3M_\alpha$  — суммарная массы трех  $\alpha$ -частиц.

Экспериментальные значения среднего поперечного импульса  $\langle P_T^\alpha \rangle$  в зависимости от  $\Delta E^*$  растут линейно в области малых значений энергий возбуждения ( $\Delta E^* < 15$  МэВ), а начиная с  $\Delta E^* > 15$  МэВ темп их роста заметно ослабевает. Это, по-видимому, указывает на тот факт, что в области  $\Delta E^* > 15$  МэВ происходит либо квазиупругое выбивание одного  $\alpha$ -кластера из слабосвязанного ядра-остатка с тремя  $\alpha$ -кластерами, либо прямой развал ядра-остатка на три  $\alpha$ -частицы, вследствие чего формирование возбужденного ядра  $^{12}\text{C}^*$  становится невозможным; все сказанное и приводит к слабым корреляциям между  $\langle P_T^\alpha \rangle$  и  $\Delta E^*$ .

Зависимость  $\langle P_T^\alpha \rangle$  от  $\Delta E^*$  в теоретическом МК-расчете сильнее, чем в эксперименте, т.е. в последнем наблюдается отклонение от изотропного распада системы, что может быть связано с одновременным увеличением среднего продольного импульса  $\alpha$ -частицы и ростом энергии возбуждения  $\Delta E^*$ . Это предположение подтверждается при сравнении зависимости средних абсолютных значений продольных импульсов  $\alpha$ -частиц  $\langle P_L^\alpha \rangle$  (в системе нулевого продольного импульса фрагмента ядра  $^{12}\text{C}^*$ ) от  $\Delta E^*$  в МК-расчете и эксперименте (см. рис. 1б). Интересно отметить, что на рис. 1а и 1б при каждом фиксированном  $\Delta E^*$  разница между экспериментальными и теоретическими значениями  $\Delta P_T^\alpha = \langle P_T^\alpha \rangle_{\text{МК}} - \langle P_T^\alpha \rangle_{\text{эксп}}$  приблизительно равна разности  $\Delta P_L^\alpha = \langle P_L^\alpha \rangle_{\text{МК}} - \langle P_L^\alpha \rangle_{\text{эксп}}$ , взятой с обратным знаком, т.е. имеется приблизительно кинематическая компенсация:  $\Delta P_T^\alpha \approx \Delta P_L^\alpha$ .

Из рис. 1а и 1б также видно, что при значениях энергии возбуждения  $\Delta E^* < 15$  МэВ экспериментальные данные в пределах статистических погрешностей совпадают с результатами МК-расчета. Можно предположить, что в этой области энергии возбуждения в канал образования трех  $\alpha$ -частиц значительный вклад дают прямой и каскадный распады  $^{12}\text{C}^*$  на три  $\alpha$ -частицы по реакциям (2) и (3), которые могут протекать изотропно. Для определения этого вклада в канал (1) рассмотрим распределение событий по величине  $\Delta E^*$  (эквивалентной спектру инвариантных масс трех  $\alpha$ -частиц), которое показано на рис. 2. Здесь представлено такое же распределение и для

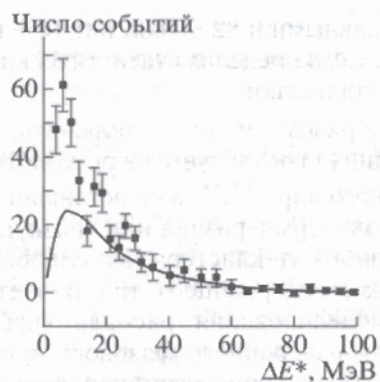


Рис. 2. Распределение событий по энергии возбуждения  $\Delta E^*$ . Сплошная кривая — фоновое распределение.

фоновых событий (сплошная кривая). Фоновое распределение было построено для искусственных событий, составленных случайным отбором по одной  $\alpha$ -частице из каждого экспериментального события. При развале возбужденного ядра  $^{12}\text{C}^*$  возможны чисто кинематические эффекты, приводящие к азимутальным угловым корреляциям. Для учета влияния этих эффектов поперечные составляющие импульса  $\alpha$ -частиц предварительно были определены относительно их суммарного поперечного импульса в каждом событии.

Нормировка экспериментального и фонового распределений проводилась в области  $\Delta E^* > 35$  МэВ. Видно, что в этой области фон удовлетворительно описывает экспериментальный спектр энергий возбуждения (эффективных масс). Пики в экспериментальном спектре по  $\Delta E^*$  наблюдаются при значениях энергии возбуждения 6.25, 17.5 и 26.5 МэВ. Нетрудно заметить (см. рис. 2), что половина событий с  $\Delta E^* < 15$  МэВ в реакции (1) осуществляется в результате распада возбужденного ядра  $^{12}\text{C}^*$  на три  $\alpha$ -частицы. Общее число избыточных событий над фоновым спектром оказалось равным 151. С учетом потери событий за счет взаимодействия  $\alpha$ -частиц с рабочей жидкостью камеры на расстоянии  $L = 35$  см имеем 215 ядер  $^{12}\text{C}^*$ , что соответствует сечению  $9.8 \pm 0.9$  мбн, которое составляет  $(38.0 \pm 0.8)\%$  от полного сечения реакции (1). Естественно, возникает вопрос: правдоподобен ли этот результат? Для проверки мы сопоставляем выходы изотопов ядра  $^{12}\text{C}$  и  $^{12}\text{C}^*$  с предсказанием модели [7], предполагающей возбуждение исходного ядра периферическим, а его распад статистическим.

На рис. 3 представлена зависимость полученных в нашем эксперименте инклюзивных сечений выхода изотопов ядра  $^{12}\text{C}$  и возбужденного ядра

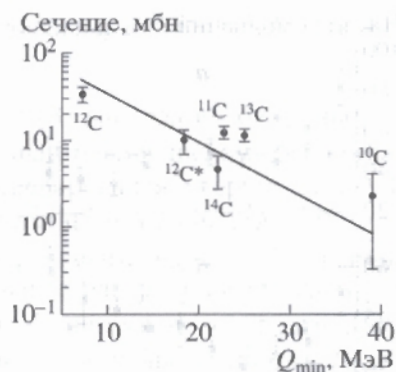


Рис. 3. Зависимость инклюзивных сечений выходов изотопов ядра углерода и возбужденного ядра  $^{12}\text{C}^*$  от  $Q_{\min}$ . Сплошная линия — предсказания модели [7].

$^{12}\text{C}^*$  от  $Q_{\min}$ , т.е. от энергии возбуждения, необходимой для образования данного изотопа. Прямая линия, представляющая собою экспоненциальную зависимость, взята из рис. 1 работы [7] и проведена после нормировки теоретического расчета на экспериментальные данные методом наименьших квадратов. Значение  $Q_{\min}$  для ядер  $^{12}\text{C}^*$  определено как

$$Q_{\min} = \langle \Delta E^* \rangle + 7.3 \text{ МэВ},$$

где  $\langle \Delta E^* \rangle$  — величина, вычисленная по  $\Delta E^*$ -распределению экспериментальных событий над фоновым спектром; 7.3 МэВ — необходимая минимальная энергия для развала ядра  $^{12}\text{C}^*$  на три  $\alpha$ -частицы. Видно, что в целом имеется общая тенденция уменьшения сечения с ростом  $Q_{\min}$ , и экспериментальная точка для  $^{12}\text{C}^*$  также не противоречит этой тенденции. Однако говорить об удовлетворительном согласии модели с экспериментом нельзя. По-видимому, частично это объясняется тем, что не все каналы с образованием изотопов ядра углерода можно отнести к периферическим взаимодействиям, в которых все фрагменты исходного ядра являются продуктами развала промежуточного возбужденного ядра кислорода. Следует заметить, что модель [7] удовлетворительно описывает зависимость сечения выхода каналов (26), (222) и (224) (в скобках указан заряд многозарядных фрагментов) от среднего значения величины  $Q_{\min}$  [8]. Среднее значение величины  $Q_{\min}$  было вычислено с учетом экспериментальной вероятности реализации каждого канала с конкретным изотопным составом фрагментов для данной топологии.

При  $\Delta E^* > 15$  МэВ, как было указано выше, может иметь место и процесс квазиупругого выбивания  $\alpha$ -кластера. Естественно предположить, что выбитая  $\alpha$ -частица в среднем будет иметь наибольший полярный угол вылета  $\vartheta_{\max}$ , а сам процесс выбивания приведет к нарушению азимутальной изотропии и к тенденции испускания

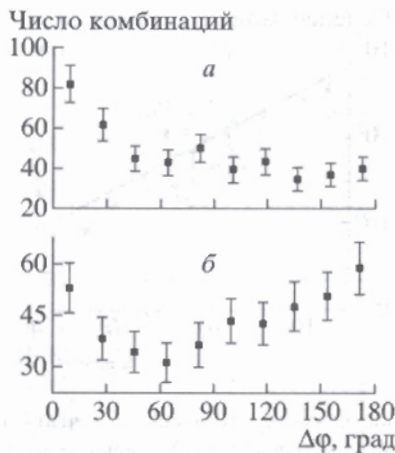


Рис. 4. Распределение по разности азимутальных углов  $\Delta\varphi$  между  $\alpha$ -частицей с  $\vartheta_{\max}$  и остальными  $\alpha$ -частицами при  $\Delta E^* < 15$  МэВ (а) и  $\Delta E^* > 15$  МэВ (б).

этих частиц в противоположных направлениях в азимутальной плоскости. Поэтому интересно рассмотреть распределение по разности азимутальных углов  $\Delta\varphi$  между  $\alpha$ -частицей с  $\vartheta_{\max}$  и остальными  $\alpha$ -частицами события для двух областей энергии возбуждения —  $\Delta E^* < 15$  МэВ и  $\Delta E^* > 15$  МэВ.

На рис. 4а причинами отклонения  $\Delta\varphi$ -распределения от изотропного (пик при  $\Delta\varphi \leq 36^\circ$ ) могут быть: каскадный распад ядра  $^{12}\text{C}^*$  на три  $\alpha$ -частицы ( $^{12}\text{C}^* \rightarrow ^8\text{Be}^* + \alpha$ ,  $^8\text{Be}^* \rightarrow 2\alpha$ ), динамические механизмы взаимодействия в конечном состоянии между парой  $\alpha$ -частиц и эффекты тождественности.

На рис. 4б распределение по  $\Delta\varphi$  имеет два максимума: первый при  $\Delta\varphi \leq 36^\circ$ , а второй — при  $\Delta\varphi \approx 180^\circ$ . Первый обусловлен всеми указанными выше причинами. Второй вызван тенденцией вылета  $\alpha$ -частиц в противоположных направлениях в азимутальной плоскости при больших значениях  $\Delta\varphi$ , связанной с квазиупругим выбиванием одного из  $\alpha$ -кластеров, содержащихся в ядре-остатке. Незначительность второго максимума можно объяснить произвольным направлением ферми-импульса  $\alpha$ -кластера при столкновении его с вторичной частицей.

Если при  $\Delta E^* < 15$  МэВ действительно имеет место процесс квазиупругого выбивания  $\alpha$ -кластера из слабосвязанного ядра-остатка, то средняя множественность рожденных  $\pi^\pm$ -мезонов в этих событиях должна совпадать со средней множественностью  $\pi^\pm$ -мезонов в событиях с  $\Delta E^* > 15$  МэВ. Для проверки нами были определены средние множественности  $\pi^\pm$ -мезонов для событий с  $\Delta E^* < 15$  МэВ и  $\Delta E^* > 15$  МэВ, которые

оказались равными  $0.82 \pm 0.05$  и  $0.84 \pm 0.05$  соответственно, т.е. в пределах статистических погрешностей они совпадают.

Таким образом, можно заключить, что одна треть реакции (1) реализуется в результате распада возбужденного ядра  $^{12}\text{C}^*$ , а ее оставшаяся часть — через прямой ферми-развал или квазиупругое выбивание одного  $\alpha$ -кластера из слабосвязанного ядра-остатка, содержащего три  $\alpha$ -частицы. Результаты моделирования распада возбужденной системы для изотропного фазового пространства удовлетворительно описывают экспериментальные данные при малых значениях энергии возбуждения ( $\Delta E^* < 15$  МэВ).

Приложение

#### МОДЕЛИРОВАНИЕ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО

Мы предполагаем, что три  $\alpha$ -частицы образовались в результате распада возбужденного ядра  $^{12}\text{C}^*$ . Инвариантное массовое ( $M_{3\alpha}$ ) распределение  $^{12}\text{C}^*$  и распределения его проекций импульса  $P_x, P_y, P_z$  генерировались согласно аналогичным экспериментальным спектрам для системы трех  $\alpha$ -частиц из реакции (1). При этом для учета возможных корреляций между  $P_x, P_y, P_z$  и энергией возбуждения  $\Delta E^*$  розыгрыш компонент импульса системы трех  $\alpha$ -частиц генерировался отдельно для каждого интервала  $\Delta E^*$  соответствующего экспериментального распределения. В рамках наших монте-карловских вычислений сначала генерировалась инвариантная масса трех  $\alpha$ -частиц, затем — проекции импульса  $P_x, P_y, P_z$  векторной суммы импульсов трех  $\alpha$ -частиц. В системе покоя ядра кислорода ( $K_0$ -система) векторная сумма импульсов трех  $\alpha$ -частиц — это вектор импульса  $\mathbf{P}_0$  фрагмента ядра  $^{12}\text{C}^*$ , т.е.  $P_0 = \sqrt{P_x^2 + P_y^2 + P_z^2}$ . Энергия  $E_0$  фрагмента ядра  $^{12}\text{C}^*$  в этой системе равна:  $E_0 = \sqrt{P_0^2 + M_{3\alpha}^2}$ .

#### Распад ядра $^{12}\text{C}^* \rightarrow 3\alpha$

Процесс (2) распада фрагмента ядра  $^{12}\text{C}^*$  на три  $\alpha$ -частицы генерировался в системе его покоя. Для перехода из  $K_0$ -системы в систему покоя фрагмента ядра  $^{12}\text{C}^*$  повернем систему  $K_0$ , направив ось  $z^*$  вдоль импульса  $\mathbf{P}_0$  фрагмента ядра  $^{12}\text{C}^*$ , а ось  $y^*$  — вдоль векторного произведения  $\mathbf{z}^* \times \mathbf{z}_0$ . Определим эту новую систему как  $K^*$ . Пусть система  $K^*$  движется со скоростью  $\beta_0 = \mathbf{P}_0/E_0$ . Таким образом, получаем систему покоя  $K$  фрагмента ядра  $^{12}\text{C}^*$ .

Рас  
 $\alpha$ -част  
фазово

$d^5W$

Здесь  
покоя  
 $\alpha_1\alpha_2$ ;  $\Phi$   
поляри  
 $\alpha_3$  в с  
 $\phi_1^i$  — уг  
с.ц.м. а  
подобен  
 $^{12}\text{C}^*$  в  $K$

Посл  
 $K^*$  прое  
преобра  
согласн

$p_{xi}^0 =$

$p_{yi}^0 =$

где  $p_{xi}^*$   
(в систе

$P_x, P_y,$   
 $^{12}\text{C}^*$

THE  
THRE

E. Kh

For  
of g  
dec  
one  
mod  
des

Распад (2) фрагмента ядра  $^{12}\text{C}^*$  на три  $\alpha$ -частицы генерировался по модели изотропного фазового пространства:

$$d^5W \propto \Phi(M_{12}) \frac{p_3^2}{\varepsilon_3} dp_3 \sin \theta_3 d\theta_3 d\phi_3 \sin \theta'_1 d\theta'_1 d\phi'_1.$$

Здесь  $p_3$  и  $\varepsilon_3$  — импульс и энергия  $\alpha_3$  в системе покоя фрагмента ядра;  $M_{12}$  — инвариантная масса  $\alpha_1\alpha_2$ ;  $\Phi$  — фазовый объем системы  $\alpha_1\alpha_2$ ;  $\theta_3$  и  $\phi_3$  — полярный и азимутальный углы вылета частицы  $\alpha_3$  в системе покоя фрагмента ядра  $^{12}\text{C}^*$ ;  $\theta'_1$  и  $\phi'_1$  — углы вылета частицы  $\alpha_1$  в с.ц.м.  $\alpha_1\alpha_2$  (выбор с.ц.м.  $\alpha_1\alpha_2$  в системе покоя фрагмента ядра  $^{12}\text{C}^*$  подобен выбору системы покоя фрагмента ядра  $^{12}\text{C}^*$  в  $K_0$ -системе).

После преобразования Лоренца из системы  $K$  в  $K^*$  проекции векторов импульсов  $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ -частиц преобразовывались из системы  $K^*$  в систему  $K_0$  согласно формулам

$$p_{xi}^0 = -p_{xi}^* \cos \theta \cos \varphi - p_{yi}^* \sin \varphi - p_{zi}^* \sin \theta \cos \varphi,$$

$$p_{zi}^0 = p_{xi}^* \sin \theta - p_{zi}^* \cos \theta,$$

$$p_{yi}^0 = p_{xi}^* \cos \theta \sin \varphi + p_{yi}^* \cos \varphi - p_{zi}^* \sin \theta \sin \varphi,$$

где  $p_{xi}^*, p_{yi}^*, p_{zi}^*$  — проекции импульса  $i$ -й  $\alpha$ -частицы (в системе  $K^*$ ), а углы  $\theta, \varphi$  определены как

$$\cos \theta' = -P_z / \sqrt{P_x^2 + P_y^2 + P_z^2},$$

$$\cos \varphi' = -P_x / \sqrt{P_x^2 + P_y^2},$$

$$\sin \varphi' = -P_y / \sqrt{P_x^2 + P_y^2},$$

$P_x, P_y, P_z$  — проекции импульса фрагмента ядра  $^{12}\text{C}^*$ .

Распад ядра  $^{12}\text{C}^* \rightarrow {}^8\text{Be} + \alpha \rightarrow 3\alpha$

Процесс (3) распада возбужденного ядра  $^{12}\text{C}^*$  на ядро с квантовыми числами бериллия  ${}^8\text{Be}$  и  $\alpha$ -частицу генерировался с вероятностью 0.6. В этом распаде углы вылета  $\alpha_1$ -частицы  $\theta'_1$  и  $\varphi'_1$  в системе покоя фрагмента ядра  $^{12}\text{C}^*$  генерировались в соответствии с изотропным угловым распределением. Ось  $z'$  системы покоя фрагмента ядра  $^{12}\text{C}^*$  параллельна ее импульсу в системе  $K_0$ , а ось  $y'$  направлена вдоль векторного произведения  $\mathbf{z}^* \times \mathbf{z}_0$ . Проекции импульсов  $\alpha_1$  и  ${}^8\text{Be}$  преобразовывались из системы покоя фрагмента ядра  $^{12}\text{C}^*$  в систему покоя  $K_0$ . Тот же самый способ был использован для генерации распада  ${}^8\text{Be}$  на две  $\alpha$ -частицы.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. М. А. Белов, К. Г. Гуламов, В. В. Луговой и др., ЯФ **65**, 990 (2002).
2. A. S. Botvina, A. S. Ijginov, and I. N. Mishustin, Nucl. Phys. A **507**, 649 (1990); А. С. Ботвина и др., Препринт № 626, ИЯИ АН СССР (Москва, 1989).
3. S. Botvina, W. Wislicki, Sh. Gaitinov, *et al.*, Z. Phys. A **345**, 413 (1993).
4. В. В. Глаголев, К. Г. Гуламов, М. Ю. Кратенко и др., Письма в ЖЭТФ **58**, 497 (1993); **59**, 316 (1994).
5. F. Ajzenberg-Selove, Nucl. Phys. A **490**, 1 (1988).
6. В. В. Глаголев, К. Г. Гуламов, М. Ю. Кратенко и др., ЯФ **58**, 2005 (1995).
7. V. K. Lukyanov and A. I. Titov, Phys. Lett. B **57**, 10 (1975).
8. М. А. Белов, Э. Х. Базаров, В. Д. Липин и др., Докл. АН РУз, № 3, 16 (2002).

### THE CONTRIBUTION OF THE EXCITED NUCLEI $^{12}\text{C}^*$ IN CHANNEL OF THREE $\alpha$ -PARTICLE PRODUCTION IN $^{16}\text{O}p$ COLLISIONS AT 3.25 A GeV/c

E. Kh. Bazarov, V. V. Glagolev, K. G. Gulamov, V. V. Lugovoy, S. L. Lutpullaev, K. Olimov, E. Turumov, A. A. Yuldashev, B. S. Yuldashev

For the first time, the phenomenological analysis of the channels of three  $\alpha$ -particle production in collisions of relativistic oxygen nuclei with proton is carried out. It is shown that one third is realized as a result of decay of the excited nucleus  $^{12}\text{C}^*$ , and the rest — through direct fermi-decay or quazielastic knock out of one  $\alpha$  particle from weakly bound recoil nucleus, containing three- $\alpha$  clusters. The results of Monte-Carlo modeling of decay of excited system, containing three- $\alpha$  clusters on isotropic phase space model well describe experimental data at small values of excitation energy ( $\Delta E < 15$  MeV).