

## ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ КАНАЛОВ ОБРАЗОВАНИЯ ТРЕХ И ЧЕТЫРЕХ $\alpha$ -ЧАСТИЦ В $^{16}\text{O}p$ -СОУДАРЕНИЯХ ПРИ 3.25 А ГэВ/с

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

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

Поступила в редакцию 15.01.2003 г.; после доработки 18.06.2003 г.

Впервые в условиях  $4\pi$ -геометрии проведен феноменологический анализ каналов образования трех и четырех  $\alpha$ -частиц в  $^{16}\text{O}p$ -соударениях при 3.25 А ГэВ/с. Экспериментально наблюдаемые азимутальные асимметрии и коллинеарность описаны в рамках феноменологической модели, предполагающей возбуждение ядра периферическим, а его распад статистическим. Показано, что азимутальные асимметрии обусловлены поперечным движением фрагментирующего ядра. Обнаружены независимость среднего значения поперечного импульса  $\alpha$ -частиц и коллинеарность их вылета в плоскости реакции от получаемого ядром поперечного импульса.

### ВВЕДЕНИЕ

При исследовании угловых распределений легких медленных ( $T < 10$  МэВ на нуклон) фрагментов  $^2\text{H}_1$ ,  $^3\text{H}_1$  и  $^3\text{He}_2$ , образованных в  $^{16}\text{O}p$ -взаимодействиях при 3.25 А ГэВ/с, в системе покоя ядра кислорода [1] была обнаружена тенденция увеличения их инклюзивных сечений при значениях  $|\cos\theta| \rightarrow 1$ . Этот эффект был интерпретирован предположением о возможном приобретении фрагментирующим ядром углового момента при взаимодействии с мишенью. В работе [2] в  $^{12}\text{C}ep$ -взаимодействиях при 4.5 А ГэВ/с в каналах образования двух и трех  $\alpha$ -частиц были обнаружены азимутальные асимметрии и коллинеарности. Этот экспериментальный факт, а также расхождение между экспериментальным спектром  $\alpha$ -частиц по поперечному импульсу и предсказаниями статистической модели фрагментации [3] были качественно интерпретированы как результат приобретения фрагментирующим<sup>3)</sup> ядром поперечного импульса, являющегося в расчете [2] свободным параметром, и возможного углового момента, который в [2] не рассчитывался. Поэтому для проверки альтернативной физической картины, позволяющей получить количественное объяснение, нами были проведены аналогичные экспериментальные

исследования, которые сопоставлялись с результатами соответствующего оригинального монтекарловского расчета, отличающегося от расчетов работы [2]. Эти главные отличия состоят в следующем: учет закона сохранения энергии-импульса в каждом событии с относительной точностью  $10^{-6}$  (см. Приложение), генерация событий в соответствии с экспериментальными вероятностями каждого эксклюзивного (за исключением пионов) канала развала исходного ядра, генерация компонент импульса, передаваемого фрагментирующему ядру протоном-мишенью в виде распределения Гаусса, и, наконец, учет с помощью свободного параметра модели — вероятности для генерации коллинеарности векторов импульсов пары  $\alpha$ -частиц (см. Приложение).

Мы исследовали коэффициенты азимутальной асимметрии и коллинеарности

$$A = (N_{\varepsilon < \pi/2} - N_{\varepsilon \geq \pi/2}) / N_{0 \leq \varepsilon \leq \pi}, \quad (1)$$

$$B = (N_{\varepsilon < \pi/4} + N_{\varepsilon \geq 3\pi/4} - N_{\pi/4 \leq \varepsilon \leq 3\pi/4}) / N_{0 \leq \varepsilon \leq \pi} \quad (2)$$

инклюзивного распределения по парному азимутальному углу

$$\varepsilon_{ij} = \arccos[(\mathbf{p}_{\perp i} \cdot \mathbf{p}_{\perp j}) / (p_{\perp i} p_{\perp j})]$$

между векторами поперечных импульсов  $i$ -й и  $j$ -й  $\alpha$ -частиц из одного акта фрагментации ( $0 \leq \varepsilon_{ij} \leq \pi$ ) и средние значения коэффициентов азимутальной асимметрии и коллинеарности индивиду-

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

<sup>2)</sup>Институт ядерной физики АН РУз, Ташкент, пос. Улугбек.

<sup>3)</sup>В рамках феноменологической модели цилиндрического фазового объема.

\*E-mail: olimov@uzsci.net

льных  $^{16}\text{O}p$ -событий:

$$\langle \alpha \rangle = \sum_{k=1}^N \alpha_k / N, \quad (3)$$

$$\alpha_k = \sum_{i \neq j}^{n_k} \cos(\varepsilon_{ij}) / (n_k(n_k - 1))^{1/2},$$

$$\langle \beta \rangle = \sum_{k=1}^N \beta_k / N, \quad (4)$$

$$\beta_k = \sum_{i \neq j}^{n_k} \cos(2\varepsilon_{ij}) / (n_k(n_k - 1))^{1/2},$$

где  $k = 1, 2, \dots, N$ ;  $N$  — число событий с множественностью  $\alpha$ -частиц рассматриваемого типа  $n_k = 3$  или  $4$ .

Прежде чем перейти к описанию экспериментального материала, физической основы нашего монте-карловского расчета, и анализу полученных результатов по исследуемым характеристикам фрагментации, вкратце остановимся на некоторых основных свойствах величин (1)–(4) [4].

1. При статистической независимости испускания  $\alpha$ -частиц и изотропии их углового спектра в исследуемых событиях ожидаемые значения величин  $A$ ,  $B$ ,  $\langle \alpha \rangle$  и  $\langle \beta \rangle$  равны нулю, а распределение по  $\varepsilon_{ij}$  в интервале  $[0, \pi]$  — равномерно.

2. Учет закона сохранения энергии-импульса приводит к  $A < 0$ ,  $\langle \alpha \rangle < 0$  и  $B > 0$ ,  $\langle \beta \rangle > 0$ . Распределение по величине  $\varepsilon_{ij}$  имеет максимум при  $\varepsilon_{ij} \rightarrow \pi$ .

3. Наличие углового момента у фрагментирующего ядра может приводить к увеличению  $B$  и  $\langle \beta \rangle$  по сравнению с “кинематическими исходными” значениями, соответствующими учету законов сохранения поперечного движения распадающейся системы.

Экспериментальный материал получен с помощью 1-м водородной пузырьковой камеры Лаборатории высоких энергий Объединенного института ядерных исследований, облученной на Дубненском синхрофазотроне в пучке ядер  $^{16}\text{O}$  при импульсе  $3.25 \text{ А ГэВ/с}$ . Статистика, анализируемая в настоящей работе, составляет 11 098 измеренных  $^{16}\text{O}p$ -событий. Отметим, что использование пучков ускоренных легких ядер в экспериментах на водородных пузырьковых камерах позволяет идентифицировать все фрагменты снаряда [5–7] по заряду и массе. В условиях нашего эксперимента протоны отдачи достаточно хорошо идентифицируются по ионизации вплоть до импульсов  $\approx 1.2 \text{ ГэВ/с}$ . Примесь  $\pi^+$ -мезонов среди однозарядных положительных частиц с импульсом  $P >$

$> 1.75 \text{ ГэВ/с}$  (низкая граница разделения протонов-фрагментов) пренебрежимо мала.

Рассматривались полностью измеренные события с тремя или четырьмя  $\alpha$ -частицами в конечном состоянии. При этом длина измеренного трека  $L$  фрагментов должна превышать  $35 \text{ см}$ , что необходимо для надежной идентификации их по массе. При таком ограничении длины измеренных треков средние относительные погрешности определения импульсов фрагментов не превышают  $4\%$ , а углы их вылета измеряются с точностью  $\Delta\theta \leq 0.1^\circ$ . В рассматриваемых нами каналах образуются одно- и двухзарядные фрагменты с массовым числом  $A \leq 4$ . Разделение фрагментов по массе проводилось по измеренному значению импульса и заряду. Импульсные распределения одно- и двухзарядных фрагментов имеют четкие максимумы [5] при значениях  $P = 3.25 \text{ А ГэВ/с}$ , соответствующих изотопам ядер водорода и гелия. Для окончательной идентификации фрагментов по массе были введены следующие интервалы импульса: однозарядные фрагменты с  $P = 1.75\text{--}4.75 \text{ ГэВ/с}$  относились к  $^1\text{H}$ , с  $P = 4.75\text{--}7.8 \text{ ГэВ/с}$  — к  $^2\text{H}$  и с  $P > 7.8 \text{ ГэВ/с}$  — к  $^3\text{H}$ ; двухзарядные фрагменты с  $P < 10.8 \text{ ГэВ/с}$  относились к  $^3\text{He}$ , а с  $P > 10.8 \text{ ГэВ/с}$  — к  $^4\text{He}$ . При таких интервалах разделения фрагментов по импульсу примесь из близлежащих по массе изотопов не превышает  $4\text{--}5\%$ .

### ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Благоприятные условия для исследования структуры исходного ядра и оценки приобретаемых им поперечного импульса и возможного углового момента создаются в событиях с периферическим взаимодействием снаряда с мишенью, т.е. когда вкладом процесса внутриядерного каскадирования можно пренебречь. В связи с этим, как нами было упомянуто выше, мы изучаем коэффициенты азимутальной асимметрии ( $A$ ) и коллинеарности ( $B$ ),  $\alpha_k$ - и  $\beta_k$ -распределения в индивидуальных актах, распределения по разности азимутальных углов пар  $\alpha$ -частиц и распределения по поперечному импульсу  $\alpha$ -частиц, образованных в  $^{16}\text{O}p$ -взаимодействиях с их числом в конечном состоянии три или четыре. Число событий, содержащих три или четыре  $\alpha$ -частицы, в которых измерены кинематические характеристики всех заряженных частиц и фрагментов с  $L > 35 \text{ см}$ , оказалось равным 431.

На рис. 1 показано распределение по парному азимутальному углу ( $\varepsilon_{ij}$ )  $i$ -й и  $j$ -й  $\alpha$ -частиц. Как видно из рис. 1, распределение по величине  $\varepsilon_{ij}$  не изотропное; имеет максимум при малых углах

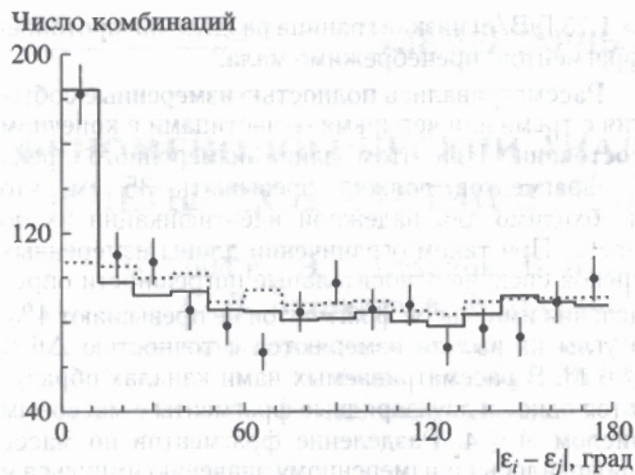


Рис. 1. Распределение по парному азимутальному углу ( $\varepsilon_{ij}$ )  $i$ -й и  $j$ -й  $\alpha$ -частиц. Гистограммы — результаты расчетов по нашей монте-карловской модели с учетом (сплошная гистограмма) и без учета (штриховая гистограмма) коллинеарности векторов импульсов пары  $\alpha$ -частиц при среднем значении поперечного импульса фрагментирующего ядра  $\langle P_{\perp} \rangle = 0.24$  ГэВ/с.

( $\varepsilon_{ij} < 10^\circ$ ) и далее в пределах статистических погрешностей становится изотропным. Пик при  $\varepsilon_{ij} < 10^\circ$  может указывать на наличие коллинеарности импульсов пар  $\alpha$ -частиц. Для проверки этого предположения в монте-карловском расчете мы ввели один свободный параметр — вероятность появления событий, содержащих коллинеарные векторы импульсов пар  $\alpha$ -частиц (см. Приложение).

На рис. 1 в виде гистограмм приведены результаты расчета по нашей монте-карловской модели с учетом (сплошная гистограмма) и без учета (штриховая гистограмма) коллинеарности (векторов импульсов пары  $\alpha$ -частиц) при среднем значении поперечного импульса ядра-отдачи  $\langle P_{\perp} \rangle = 0.24$  ГэВ/с (о подборе этой величины см. ниже). Видно, что в событиях без учета коллинеарности наблюдается сильное разногласие расчета с экспериментом при  $\varepsilon_{ij} < 10^\circ$ . С другой стороны, наилучшее согласие расчета с экспериментом наблюдается при вероятности появления коллинеарности 20% (сплошная гистограмма).

Значения коэффициентов азимутальной асимметрии и коллинеарности, найденные на основе экспериментального  $\varepsilon_{ij}$ -распределения, оказались равными:  $A = 0.10 \pm 0.03$ ,  $B = 0.12 \pm 0.03$ . Расчетные значения этих коэффициентов с учетом коллинеарности в пределах статистических погрешностей оказались совпадающими с экспериментальными:  $A = 0.09 \pm 0.03$  и  $B = 0.13 \pm 0.03$ . Без учета коллинеарности коэффициенты азимутальной асимметрии и коллинеарности в пределах статистических погрешностей оказались равными

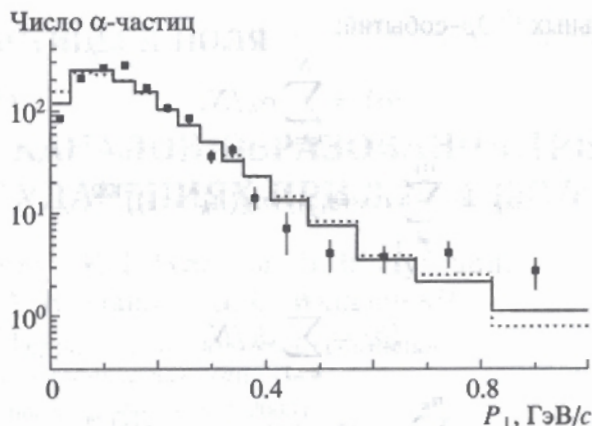


Рис. 2. Распределение по поперечному импульсу  $\alpha$ -частиц. Гистограммы — расчетные распределения по поперечному импульсу  $\alpha$ -частиц при среднем значении поперечного импульса фрагментирующего ядра  $\langle P_{\perp} \rangle = 0.24$  ГэВ/с (сплошная гистограмма) и при  $\langle P_{\perp} \rangle = 0$  (штриховая гистограмма).

нулю:  $A = -0.03 \pm 0.03$  и  $B = 0.02 \pm 0.03$ . Дальнейшие сравнения модельных расчетов с экспериментальными данными проводились с учетом коллинеарности (20%).

На рис. 2 приведено распределение по поперечному импульсу  $\alpha$ -частиц. Там же в виде гистограмм показаны расчетные распределения по поперечному импульсу  $\alpha$ -частиц при среднем значении поперечного импульса фрагментирующего ядра  $\langle P_{\perp} \rangle = 0.24$  ГэВ/с (сплошная гистограмма) и при  $\langle P_{\perp} \rangle = 0$  (штриховая гистограмма). Видно, что форма расчетного  $P_{\perp}$ -распределения очень слабо зависит от поперечного импульса фрагментирующего ядра. При  $\langle P_{\perp} \rangle = 0.24$  ГэВ/с средние значения поперечных импульсов  $\alpha$ -частиц в модели ( $0.165 \pm 0.001$  ГэВ/с) и эксперименте ( $0.166 \pm 0.004$  ГэВ/с) в пределах статистических погрешностей совпадают. При уменьшении среднего значения поперечного импульса фрагментирующего ядра от  $\langle P_{\perp} \rangle = 0.24$  ГэВ/с до  $\langle P_{\perp} \rangle = 0$  средний поперечный импульс  $\alpha$ -частиц уменьшается всего лишь на 7 МэВ/с. В связи с этим подбор среднего поперечного импульса фрагментирующего ядра проводился как по совпадению расчетных средних поперечных импульсов  $\alpha$ -частиц, так и по наилучшему согласию теоретических  $\alpha_k$ - и  $\beta_k$ -распределений с экспериментальными.

На рис. 3а, 3б приведены экспериментальные  $\alpha_k$ - и  $\beta_k$ -распределения в индивидуальных актах  $^{16}\text{O}$ -соударений. Средние значения  $\alpha_k$ - и  $\beta_k$ -распределений оказались равными:  $\langle \alpha \rangle = 0.12 \pm 0.03$  и  $\langle \beta \rangle = 0.13 \pm 0.03$ .

Эти данные указывают на азимутальную асимметрию вылета  $\alpha$ -частиц, а также тенденцию к кол-

линейности векторов их поперечных импульсов в поперечной плоскости реакции. Наблюдаемая в эксперименте коллинеарность, возможно, связана с наличием углового момента у распадающегося термализованного возбужденного ядра.

На рис. 3а, 3б в виде гистограмм приведены расчетные распределения по величинам  $\alpha_k$  и  $\beta_k$  при значениях среднего поперечного импульса фрагментирующего ядра  $\langle P_{\perp} \rangle = 0.24$  ГэВ/с (сплошные гистограммы) и  $\langle P_{\perp} \rangle = 0$  (штриховые гистограммы). Из рисунка видно, что в обоих случаях расчетные  $\alpha_k$ - и  $\beta_k$ -распределения одинаково удовлетворительно описывают экспериментальные.

Однако среднее значение расчетного  $\alpha_k$ -распределения при  $\langle P_{\perp} \rangle = 0$  оказалось равным  $0.00 \pm 0.03$ , т.е. не наблюдается никакой азимутальной асимметрии, а при  $\langle P_{\perp} \rangle = 0.24$  ГэВ/с —  $0.12 \pm 0.03$ , что указывает на наличие небольшой азимутальной асимметрии, совпадающей с экспериментальной.

Из рис. 3б видно, что расчетное  $\beta_k$ -распределение практически не зависит от поперечного импульса фрагментирующего ядра. Среднее значение расчетного  $\beta_k$ -распределения при  $\langle P_{\perp} \rangle = 0$  оказалось равным  $0.10 \pm 0.03$ , а при  $\langle P_{\perp} \rangle = 0.24$  ГэВ/с —  $0.13 \pm 0.03$ , что указывает на наличие небольшой азимутальной коллинеарности, совпадающей с экспериментальной.

Вышеприведенные экспериментальные данные были сравнены также с предсказаниями каскадно-фрагментационной испарительной модели (КФИМ) [8]. В КФИМ используется модель внутриядерного каскадирования [9, 10] в сочетании с модифицированной статистической моделью множественного рождения Ферми [11]. В модели предполагается, что фрагментирующее ядро состоит из идеализированного ферми-газа. После прохождения внутриядерного каскада в ядре устанавливается статистическое равновесие, и вероятность каждого канала пропорциональна объему занимаемого фазового пространства. В случае легкого ядра  $^{16}\text{O}$  доминирующим механизмом образования фрагментов в модели считается фермиевский развал, т.е. расщепление ядра взрывного характера. Результаты сравнения экспериментальных данных с расчетами по КФИМ таковы:

а) модель количественно не описывает вышеприведенные распределения частиц и событий по величинам  $\epsilon_{ij}$ ,  $\alpha_k$ ,  $\beta_k$  и  $P_{\perp}$ , а также средние значения  $\langle \alpha \rangle$ ,  $\langle \beta \rangle$  и  $\langle P_{\perp} \rangle$ . КФИМ недооценивает экспериментальную азимутальную асимметрию ( $\langle \alpha \rangle = 0.01 \pm 0.02$ ) и переоценивает в 3 раза азимутальную коллинеарность ( $\langle \beta \rangle = 0.39 \pm 0.03$ ). КФИМ занижает средний поперечный импульс  $\alpha$ -частиц

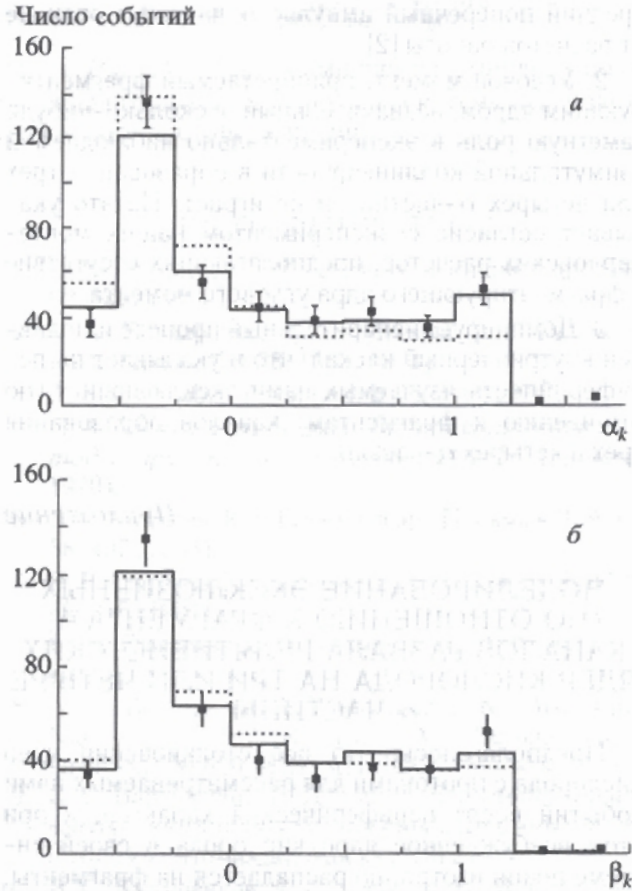


Рис. 3.  $\alpha_k$ - и  $\beta_k$ -распределения в индивидуальных актах  $^{16}\text{O}p$ -соударений. Гистограммы — расчетные распределения по величинам  $\alpha_k$  (а) и  $\beta_k$  (б) при значениях среднего поперечного импульса фрагментирующего ядра  $\langle P_{\perp} \rangle = 0.24$  ГэВ/с (сплошные гистограммы) и  $\langle P_{\perp} \rangle = 0$  (штриховые гистограммы).

( $\langle P_{\perp} \rangle = 0.153 \pm 0.003$  ГэВ/с); при этом теоретическое распределение по поперечному импульсу  $\alpha$ -частиц обрывается при  $P_{\perp} \leq 0.5$  ГэВ/с, тогда как экспериментальное достигает 1 ГэВ/с;

б) в модели сечения каналов с образованием трех или четырех  $\alpha$ -частиц подавлены более чем в 2.5 раза.

Результаты феноменологического анализа каналов образования трех или четырех  $\alpha$ -частиц в  $^{16}\text{O}p$ -соударениях при 3.25 А ГэВ/с могут быть кратко сформулированы следующим образом.

1. Экспериментально наблюдаемая небольшая азимутальная асимметрия вылета  $\alpha$ -частиц в поперечной плоскости соударения обусловлена поперечным движением фрагментирующего ядра. При этом среднее значение поперечного импульса, получаемого фрагментирующим ядром, равно  $\langle P_{\perp} \rangle = 0.24$  ГэВ/с, и оно практически не влияет на

средний поперечный импульс  $\alpha$ -частиц в отличие от расчетов работы [2].

2. Угловой момент, приобретаемый фрагментирующим ядром, незначительный, и сколько-нибудь заметную роль в экспериментально наблюдаемой азимутальной коллинеарности в образовании трех или четырех  $\alpha$ -частиц он не играет. На это указывает согласие с экспериментом наших монтекарловских расчетов, предполагающих отсутствие у фрагментирующего ядра углового момента.

3. Доминирует испарительный процесс и подавлен внутриядерный каскад, что и указывает на периферийность изучаемых нами эксклюзивных (по отношению к фрагментам) каналов образования трех и четырех  $\alpha$ -частиц.

### Приложение

#### МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭКСКЛЮЗИВНЫХ (ПО ОТНОШЕНИЮ К ФРАГМЕНТАМ) КАНАЛОВ РАЗВАЛА РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР КИСЛОРОДА НА ТРИ ИЛИ ЧЕТЫРЕ $\alpha$ -ЧАСТИЦЫ

Предполагалось, что все столкновения ядер кислорода с протонами для рассматриваемых нами событий носят периферический характер, и при этом возбужденное ядро кислорода в своей системе покоя изотропно распадается на фрагменты. Генерация событий производилась в соответствии с вероятностями экспериментально наблюдаемых эксклюзивных (по отношению к фрагментам) каналов развала ядер кислорода, содержащих три и четыре  $\alpha$ -частицы. Кинематические характеристики нейтронов предполагались такими же, как и у протонов-фрагментов.

Следуя предположению о периферическом характере взаимодействия:

1. Генерация массы возбужденного ядра кислорода  $M^*$  производилась по формуле

$$M^* = \sum_{i=1}^n M_i + \lambda r,$$

где  $M_i$  — массы фрагментов,  $\lambda$  — свободный параметр, связанный с энергией возбуждения,  $r$  — псевдослучайное число, равномерно распределенное в интервале [0, 1]. Наилучшее согласие расчета с экспериментом достигнуто при  $\lambda = 0.3$ .

2. Генерация в системе покоя первичного ядра кислорода всех трех компонент импульса  $^{16}\text{O}^*$  производилась по закону Гаусса с квадратичным отклонением  $\sigma_{\text{ядра}} = \gamma^*(2/\pi)^{0.5}$  [ГэВ/с], здесь  $\gamma$  — свободный параметр, учитывающий средний поперечный импульс, приобретаемый фрагментирующим ядром. Наилучшее согласие расчета с экспериментом получено при  $\gamma = 0.24$  ГэВ/с.

Далее, следуя предположению об изотропности распада возбужденного фрагментирующего ядра в системе его покоя, генерируем все три компоненты импульса каждого фрагмента по закону Гаусса с квадратичным отклонением  $\sigma_{\text{фраг}} = \langle P_{\perp} \rangle (2/\pi)^{0.5}$  [ГэВ/с], где  $\langle P_{\perp} \rangle$  — экспериментальное значение среднего поперечного импульса фрагмента данного типа.

Для учета коллинеарности векторов импульсов пары  $\alpha$ -частиц был введен дополнительный параметр модели — коллинеарность пары  $\alpha$ -частиц в каждом событии с вероятностью 20%, который определялся из условия наилучшего согласия расчетного  $\epsilon_{ij}$ -распределения с экспериментальным (см. рис. 1). Для этого после генерации компонент импульса одной из них компоненты импульса другой генерировались в пределах не более 4%-ного отличия от значений сгенерированных компонент. При этом разница компонент импульсов обеих частиц в пределах средней относительной погрешности определения импульса генерировалась равномерно.

Для выполнения закона сохранения импульса все три компоненты импульса подвергались сдвигу:

$$P_{xi} \rightarrow P_{xi} - (P_{x1} + P_{x2} + P_{x3} + \dots + P_{xn})/n,$$

$$P_{yi} \rightarrow P_{yi} - (P_{y1} + P_{y2} + P_{y3} + \dots + P_{yn})/n,$$

$$P_{zi} \rightarrow P_{zi} - (P_{z1} + P_{z2} + P_{z3} + \dots + P_{zn})/n,$$

где  $i = 1, 2, 3, \dots, n$  и  $n$  — число фрагментов данного события. При этом требовалось, чтобы закон сохранения энергии в системе покоя ядра отдачи выполнялся с точностью

$$[(E_1 + E_2 + E_3 + \dots + E_n - M_{\text{ядра}})^2 / (M_{\text{ядра}}^2)^{0.5}] < 10^{-6},$$

где энергия  $i$ -го фрагмента  $E_i = (m_i^2 + (P'_{xi})^2 + (P'_{yi})^2 + (P'_{zi})^2)^{0.5}$ ,  $m_i$  — масса  $i$ -го фрагмента и  $P'_{xi} = \alpha P_{xi}$ ,  $P'_{yi} = \alpha P_{yi}$ ,  $P'_{zi} = \alpha P_{zi}$  — новые компоненты импульса  $i$ -го фрагмента, полученные после умножения их на коэффициент  $\alpha$ , значение которого подбиралось так, чтобы выполнялось требуемое условие для выполнения закона сохранения энергии.

Далее компоненты импульсов и энергии фрагментов преобразовывались из системы  $K$  покоя возбужденного ядра кислорода в систему  $K_0$  покоя первичного протона-мишени. Рассмотрим, как связаны эти две системы. В системе  $K_0$  повернем ось  $Z_0$  вдоль вектора импульса  $\mathbf{P}_0$  возбужденного ядра кислорода и обозначим эту новую ось как  $Z'$ . Полученную систему назовем  $K'$ . В этой системе ось  $Y'$  направим по векторному произведению  $[\mathbf{Z} \times \mathbf{Z}_0]$ . Пусть система  $K'$  движется вдоль оси  $Z'$

со скоростью  $\beta = \mathbf{P}_0/E_0$ , где  $E_0$  и  $\mathbf{P}_0$  — энергия и импульс возбужденного ядра кислорода в системе  $K_0$ . Полученную таким образом систему покоя возбужденного ядра кислорода назовем системой  $K$ .

Компоненты импульсов и энергия каждого  $i$ -го фрагмента в системах  $K'$  и  $K$  связаны соотношениями:

$$P'_{xi} = P_{xi}, \quad P'_{yi} = P_{yi}, \\ P'_{zi} = \gamma(P_{zi} + \beta E_i), \quad E' = \gamma(E_i + \beta P_{zi}),$$

где  $\gamma = E_0/M^*$ ,  $\beta = |\mathbf{P}_0|/E_0$ ,  $M^*$  — масса возбужденного ядра кислорода. После перевода импульсов и энергий фрагментов из системы  $K$  в систему  $K'$  их импульсы переводились из системы  $K'$  в систему  $K_0$  покоя первичного протона-мишени по формулам

$$P_{xi}^0 = -P'_{xi} \cos \theta \cos \varphi - P'_{yi} \sin \varphi - P'_{zi} \sin \theta \cos \varphi,$$

$$P_{yi}^0 = -P'_{xi} \cos \theta \sin \varphi + P'_{yi} \cos \varphi - P'_{zi} \sin \theta \sin \varphi,$$

$$P_{zi}^0 = -P'_{xi} \sin \theta - P'_{zi} \cos \theta, \quad i = 1, 2, \dots, n,$$

где  $n$  — число фрагментов в событии и

$$\cos \theta = -P_{z0}/(P_{x0}^2 + P_{y0}^2 + P_{z0}^2)^{0.5},$$

$$\sin \theta = (1 - (\cos \theta_z)^2)^{0.5},$$

$$\cos \varphi = -P_{x0}/(P_{x0}^2 + P_{y0}^2)^{0.5},$$

$$\sin \varphi = -P_{y0}/(P_{x0}^2 + P_{y0}^2)^{0.5}.$$

Здесь  $P_{x0}$ ,  $P_{y0}$ ,  $P_{z0}$  — компоненты импульса возбужденного ядра кислорода в системе  $K_0$  покоя первичного протона-мишени.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. В. В. Глаголев, К. Г. Гуламов, В. Д. Липин и др., ЯФ 62, 1472 (1999).
2. Р. А. Бондаренко, К. Г. Гуламов, У. Г. Гулямов, Г. М. Чернов, ЯФ 38, 1483 (1983).
3. A. S. Goldhaber, Phys. Lett. B 53, 306 (1974).
4. С. А. Азимов, Г. М. Чернов, *Статистические методы в физике высоких энергий* (ФАН, Ташкент, 1970).
5. В. В. Глаголев, К. Г. Гуламов и др., Письма в ЖЭТФ 58, 497 (1993).
6. В. В. Глаголев, К. Г. Гуламов и др., Письма в ЖЭТФ 59, 316 (1994).
7. В. В. Глаголев, К. Г. Гуламов и др., ЯФ 58, 2005 (1995).
8. A. S. Botvina, A. S. Pjijnov, and I. N. Mishustin, Nucl. Phys. A 507, 649 (1990); A. С. Ботвина и др., Препринт № 626, ИЯИ АН СССР (Москва, 1989).
9. В. С. Барашенков, В. Д. Тонеев, *Взаимодействия высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами* (Атомиздат, Москва, 1972).
10. В. С. Барашенков, А. С. Ильинов, Н. М. Соболевский и др., УФН 109, 91 (1973).
11. E. Fermi, Prog. Theor. Phys. 5, 570 (1950).

## PHENOMENOLOGICAL ANALYSIS OF THE CHANNELS FOR THREE- AND FOUR- $\alpha$ -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. Lugovoi, S. L. Lutpullaev, K. Olimov, A. A. Yuldashev, B. S. Yuldashev

A phenomenological analysis of the channels for three- and four- $\alpha$ -particle production in  $^{16}\text{O}p$  collisions at 3.25 A GeV/c for the  $4\pi$ -geometry conditions is carried out for the first time. Azimuthal asymmetries and collinearity observed experimentally are interpreted in the frame of phenomenological model, that assumes the nucleus excitation is peripheral and decay of nucleus is statistical. It is shown that azimuthal asymmetries are conditioned by the transverse motion of fragmented nucleus. It is found that the mean value of transverse momentum of  $\alpha$  particles and the collinearity of their emission in the reaction plane are almost independent of the transverse momentum of the fragmented nucleus.