

## УСИЛЕНИЕ В ОБРАЗОВАНИИ НЕСТАБИЛЬНОГО ЯДРА ${}^8\text{Be}$ С МНОЖЕСТВЕННОСТЬЮ $\alpha$ -ЧАСТИЦ ПРИ ФРАГМЕНТАЦИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР

© 2020 г. А. А. Зайцев<sup>a, b, \*</sup>, П. И. Зарубин<sup>a, b</sup>, Н. Г. Пересадько<sup>b</sup>

<sup>a</sup>Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

<sup>b</sup>Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

\*E-mail: zaicev@jinr.ru

Исследуется корреляция между образованием нестабильного ядра  ${}^8\text{Be}$  и сопровождающих  $\alpha$ -частиц во фрагментации релятивистских ядер  ${}^{16}\text{O}$ ,  ${}^{22}\text{Ne}$ ,  ${}^{28}\text{Si}$  и  ${}^{197}\text{Au}$  в ядерной эмульсии. Распады  ${}^8\text{Be}$  идентифицируются в широком диапазоне по энергии по инвариантным массам, вычисляемым по углам разлета в  $2\alpha$ -парах. Принятые приближения проверены по данным по фрагментации ядер  ${}^{16}\text{O}$  в водородной пузырьковой камере в магнитное поле. Обнаружено усиление вклада  ${}^8\text{Be}$  в диссоциацию с множественностью  $\alpha$ -частиц.

**Ключевые слова:** ядерная эмульсия, диссоциация, инвариантная масса, релятивистские фрагменты, ядро  ${}^8\text{Be}$ , альфа частицы

DOI: 10.1134/S2079562920060627

### ВВЕДЕНИЕ

Явление множественной фрагментации релятивистских ядер имеет скрытый потенциал для исследования нерелятивистских ансамблей ядер N и He (обзор в [1]). Актуальный интерес представляют распады нестабильных ядер  ${}^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$  и  ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha p$ , а также состояния Хойла  $\text{HS} \rightarrow 3\alpha$  (обзор в [2]). Каждое из этих нестабильных состояний имеет предельно малую энергию распада. Как следствие, на фоне других релятивистских фрагментов они должны проявляться как пары и тройки с наименьшими углами раскрытия. Согласно ширинам, обратно пропорциональным временам жизни, нестабильные состояния  ${}^8\text{Be}$  (5.6 эВ),  ${}^9\text{Be}$  (540 эВ) и  $\text{HS}$  (9.3 эВ) могут являться полноценными участниками в релятивистской фрагментации. Продукты их распада образуются при пробегах от нескольких тысяч ( ${}^8\text{Be}$  и  $\text{HS}$ ) до нескольких десятков ( ${}^9\text{Be}$ ) атомных размеров, т. е. за время на много порядков большее, чем время возникновения других фрагментов. Предсказываемые размеры этих состояний экзотически велики [3]. Все эти факты делают  $\text{HS}$ ,  ${}^9\text{Be}$  и  ${}^8\text{Be}$  чрезвычайно интересными объектами для понимания микроскопической картины фрагментации, а также сигнатурами при поиске распадающихся через них более сложных состояний ядерно-молекулярной структуры.

Идентификация распадов требует реконструкции инвариантных масс  $2\alpha$ -пар  $Q_{2\alpha}$ ,  $2\alpha p$ -троек

$Q_{2\alpha p}$  и  $3\alpha$ -троек  $Q_{3\alpha}$  соответственно. В общем виде инвариантная масса  $Q = M^* - M$  задается суммой  $M^{*2} = \sum(P_i P_k)$ , где  $P_{i,k}$  4-импульсы фрагментов, а  $M$  их масса. В случае релятивистской фрагментации применение этой переменной практически осуществимо только в методе ядерной эмульсии (ЯЭ). Слои ЯЭ толщиной от 200 до 500  $\mu\text{m}$ , продольно облученные исследуемыми ядрами, позволяют со всей полнотой и разрешением 0.5  $\mu\text{m}$  определять углы между направлениями испускания релятивистских фрагментов в конусе  $\sin\theta_{\text{fr}} = p_{\text{fr}}/P_0$ , где  $p_{\text{fr}} = 0.2$  ГэВ/с – характерный Ферми-импульс нуклонов в ядре-снаряде с импульсом на нуклон  $P_0$ . Для вычисления  $Q_{2\alpha}$  и  $Q_{3\alpha}$  достаточно предположить сохранение фрагментами импульса на нуклон первичного ядра и использовать только измерения углов их испускания. Как показано далее в случае чрезвычайно узких распадов  ${}^8\text{Be}$  и  ${}^9\text{Be}$  измеренные вклады  ${}^3\text{He}$  и  ${}^2\text{H}$  оказываются малы. Поэтому предполагается соответствие  $\text{He} - {}^4\text{He}$  и  $\text{H} - {}^1\text{H}$ . Идентификация зарядов 1 и 2 делается в ЯЭ визуально. Значения энергии распада этих трех состояний заметно меньше ближайших возбуждений с тем же нуклонным составом, а отражение более сложных возбуждений невелико для этих ядер. Поэтому для их идентификации оказывается достаточным простое ограничение на инвариантную массу ансамбля. Условия отбора, апробированные в наиболее удобных случаях диссоциации изотопов  ${}^9\text{Be}$ ,  ${}^{10}\text{B}$ ,  ${}^{10}\text{C}$ ,  ${}^{11}\text{C}$  и  ${}^{12}\text{C}$ ,

**Таблица 1.** Статистика событий  $^{16}\text{O} + p$  в ВПК-100, содержащих не менее одного кандидата в распад  $^8\text{Be}$   $N_{n\alpha}(^8\text{Be})$ ,  $^9\text{B}$  или HS при условии  $Q_{2\alpha}(^8\text{Be}) \leq 0.2$  МэВ среди  $N_{n\alpha}$  событий фрагментации ядер  $^{16}\text{O}$  на протонах с множественностью  $n_\alpha$

| $n_\alpha$ | $N_{n\alpha}(^8\text{Be})/N_{n\alpha}$ (% $N_{n\alpha}$ ) | $N_{n\alpha}(^9\text{B})$ (% $N_{n\alpha}(^8\text{Be})$ ) | $N_{n\alpha}(\text{HS})$ (% $N_{n\alpha}(^8\text{Be})$ ) |
|------------|---|---|--|
| 2          | 111/981 (11 ± 1)  | 29 (26 ± 6)   | —  |
| 3          | 203/522 (39 ± 3)  | 31 (15 ± 3)   | 36 (18 ± 3)  |
| 4          | 27/56 (48 ± 11)   | —   | 11 (41 ± 15)   |

составляют  $Q_{2\alpha}(^8\text{Be}) \leq 0.2$  МэВ,  $Q_{2\alpha p}(^9\text{B}) \leq 0.5$  МэВ и  $Q_{3\alpha}(\text{HS}) \leq 0.7$  МэВ [2].

Наиболее эффективно нестабильные состояния образуются при когерентной диссоциации (или в “белых” звездах), не сопровождаемой фрагментацией мишени, поскольку в событиях такого типа выбывание нуклонов из конуса фрагментации минимально. Анализ “белых” звезд  $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$  и  $^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$  позволил установить, что доля событий, содержащих распады  $^8\text{Be}$  (HS) составляет  $45 \pm 4\%$  ( $11 \pm 3\%$ ) для  $^{12}\text{C}$  и  $62 \pm 3\%$  ( $22 \pm 2\%$ ) для  $^{16}\text{O}$  [4, 5]. Можно усмотреть, что рост  $2\alpha$ - и  $3\alpha$ -комбинаций усиливает вклада  $^8\text{Be}$  и HS. Это наблюдения заслуживает проверки для более тяжелых ядер, когда  $\alpha$ -комбинаторика стремительно нарастает с массовым числом. Методом инвариантной массы были оценены вклады распадов  $^8\text{Be}$ ,  $^9\text{B}$  и HS в релятивистской фрагментации ядер Ne, Si и Au [2]. В таком аспекте будут представлены особенности образования нестабильных состояний.

Возможно, что нестабильные состояния присутствуют в структуре ядер или как-то возникают на их периферии, что и проявляется во фрагментации. Альтернатива состоит в образовании  $^8\text{Be}$  при взаимодействии рожденных  $\alpha$ -частиц и последующим подхватом сопровождающих  $\alpha$ -частиц и нуклонов с испусканием необходимых  $\gamma$ -квантов или частиц отдачи. Ее следствием стало бы возрастание выхода  $^8\text{Be}$  с множественностью  $\alpha$ -частиц в событии, а возможно  $^9\text{B}$  и HS, распадающихся через  $^8\text{Be}$ . Поэтому представляет особый интерес установление связи между образованием нестабильных состояний и множественностью сопровождающих  $\alpha$ -частиц. Рис. 1 демонстрирует такой сценарий в системе отсчета фрагментирующего ядра: сближение ядер, передача возбуждения, переход в систему, содержащую легчайшие ядра и нуклоны, ее распад, слипание части фрагментов в нестабильные состояния.

#### Влияние идентификации фрагментов H и He

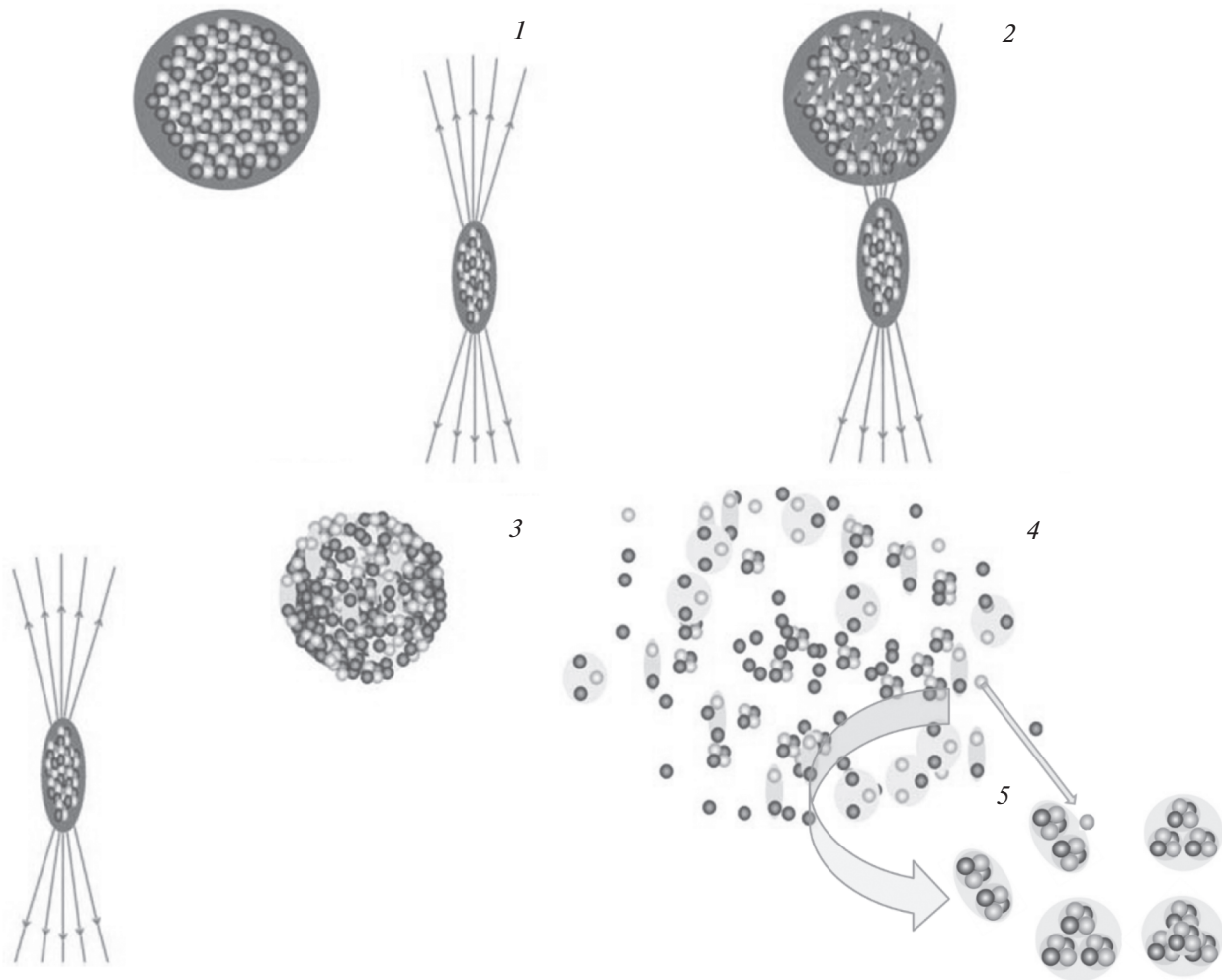
Проверить принятые приближения позволяют данные, полученные при облучении ядрами  $^{16}\text{O}$  с энергией 2.4 ГэВ/нуклон 1-метровой водородной пузырьковой камеры ОИЯИ (ВПК-100), помещавшейся в магнитное поле [6]. В этом случае

также имеется пик в начальной части распределения по углу разлета  $2\alpha$ -пар  $\Theta_{2\alpha}$  (рис. 2), который соответствует распадам  $^8\text{Be}$  [6]. При вычислении  $Q_{2\alpha}$  с измеренными импульсами  $P_{\text{He}}$  фрагментов He, реконструированных с недостаточной точностью, сигнал  $^8\text{Be}$  практически исчезает. Остается возможность фиксации импульсов, как и в случае ЯЭ. Значения  $P_{\text{He}}$  и  $P_{\text{H}}$ , нормированные на начальный импульс  $P_0$  (на нуклон), идентифицируют изотопы He и H. Согласно рис. 3 условие  $Q_{2\alpha}(^8\text{Be}) \leq 0.2$  МэВ удаляет вклад  $^3\text{He}$ , а вклад протонов составляет 90% среди фрагментов H.

На рис. 4 представлены распределения по инвариантным массам всех  $2\alpha$ -пар  $Q_{2\alpha}$ ,  $2\alpha p$ -троек  $Q_{2\alpha p}$  и  $3\alpha$ -троек  $Q_{3\alpha}$ , вычислявшиеся по углам, определенным в ВПК-100. Добавлены распределения с отбором  $^4\text{He}$  ( $3.5 \leq P_{\text{He}}/P_0 \leq 4.5$ ), протонов ( $0.5 \leq P_{\text{H}}/P_0 \leq 1.5$ ) и  $^8\text{Be}$  ( $Q_{2\alpha}(^8\text{Be}) \leq 0.2$  МэВ). Вариант с фиксированными импульсами, зависящий только от углов эмиссии фрагментов, демонстрирует пики  $^8\text{Be}$  и  $^9\text{B}$ . Присутствует небольшое число кандидатов HS.

В табл. 1 представлено изменение вкладов нестабильных состояний в события с множественностью  $\alpha$ -частиц  $n_\alpha$  (в данном случае идентифицированных ядер  $^4\text{He}$ ). С ростом  $n_\alpha$  вероятность обнаружения  $^8\text{Be}$  возрастает. Рост  $n_\alpha$  ведет к относительному снижению  $N_{n\alpha}(^9\text{B})$ , что может объясняться снижением числа протонов, доступных для формирования  $^9\text{B}$ . Напротив,  $N_{n\alpha}(\text{HS})$  возрастает из-за увеличения числа  $\alpha$ -частиц, доступных для формирования HS. В когерентной диссоциации  $^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$  доля распадов HS по отношению к  $^8\text{Be}$  составила  $35 \pm 1\%$ , что не противоречит значению для  $n_\alpha = 4$  в более жестком взаимодействии  $^{16}\text{O} + p$  (табл. 1). Эти факты указывают на универсальность возникновения  $^8\text{Be}$  и HS.

Анализ импульсов в магнитном поле позволяет сравнить соотношение вкладов во фрагментацию  $^{16}\text{O} + p$  стабильных и нестабильных изотопов Be и B в идентичных условиях наблюдения. На рис. 5 представлены распределения этих фрагментов по отношению  $P_{\text{Be(B)}}/P_0$  служащему оценкой массового числа в конусе фрагментации. Для удобства данные по распадам  $^8\text{Be}$  и  $^9\text{B}$  приведены с по-

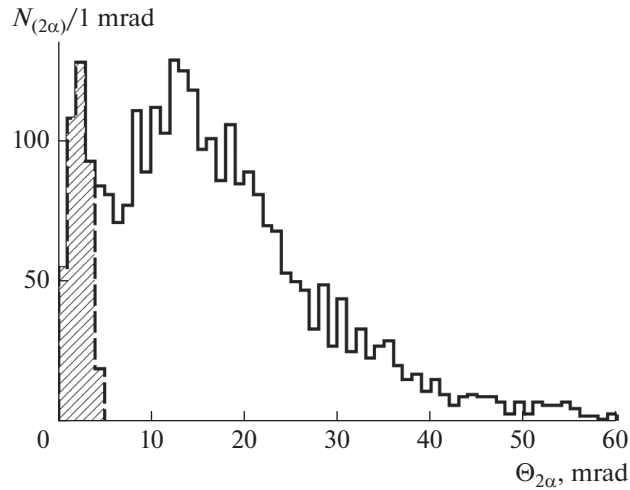


**Рис. 1.** Сценарий множественного образования фрагментов: сближение ядер (1), передача возбуждения исследуемому ядру (2), переход в систему, содержащую реальные легчайшие ядра и нуклоны (3), ее распад (4), слипание и подхват части фрагментов в нестабильные состояния (5).

нижающим (0.5) и повышающими (3) факторами. Параметризация гауссианами позволят выделить пики с полуширинами примерно равными 0.5. и оценить статистику изотопов. Наложение распределений для суммарных импульсов  $2\alpha$ -пар  $P_{2\alpha}/P_0$  при  $Q_{2\alpha}({}^8\text{Be}) \leq 0.2$  МэВ и  $2\alpha p$ -троек  $P_{2\alpha p}/P_0$  при  $Q_{2\alpha p}({}^9\text{B}) \leq 0.5$  МэВ демонстрирует их в диапазонах отвечающих  ${}^8\text{Be}$  и  ${}^9\text{B}$ . Тогда статистика  ${}^7\text{Be}$ ,  ${}^8\text{Be}$ ,  ${}^9\text{Be}$  и  ${}^{10}\text{Be}$  составляет 196, 345, 92 и 46, а  ${}^8\text{B}$ ,  ${}^9\text{B}$ ,  ${}^{10}\text{B}$ ,  ${}^{11}\text{B}$  и  ${}^{12}\text{B}$  — 33, 60, 226, 257 и 70, соответственно. Поскольку эти данные единообразно, эти числа могут быть использованы для сравнения между собой. Отношение для зеркальных ядер  ${}^9\text{B}$  и  ${}^9\text{Be}$  составляет  $0.7 \pm 0.1$ . Не совпадая с 1, оно указывает различия в формировании этих фрагментов. Вместе с тем, равенство статистик по порядку величины служит независимым аргументом в пользу правильности идентификации  ${}^9\text{B}$  в принятом приближении.

#### Корреляция с множественностью $\alpha$ -частиц

Прослеживание первичных следов в ЯЭ позволяет находить взаимодействия без выборки, в частности, с разным числом релятивистских фрагментов He и H. Хотя достижимая статистика множественных каналов оказывается многократно меньше, чем при поперечном сканировании, зато прослеживается ее эволюция с  $n_\alpha$  и возникает ориентир для включения в общую картину результатов ускоренного поиска. Далее используются измерения на основе прослеживания следов релятивистских ядер  ${}^{16}\text{O}$ ,  ${}^{22}\text{Ne}$ ,  ${}^{28}\text{Si}$  и  ${}^{197}\text{Au}$  в ЯЭ. Эти данные были получены эмульсионным сотрудничеством на синхрофазотроне ОИЯИ в 80-е гг и сотрудничества EMU на синхротронах AGS (BNL) и SPS (CERN) в 90-е гг [7–11]. Доступны фотографии и видеозаписи характерных взаимодействий [1, 12]. Облучение ЯЭ более тяжелыми ядрами позволяет расширить множественность



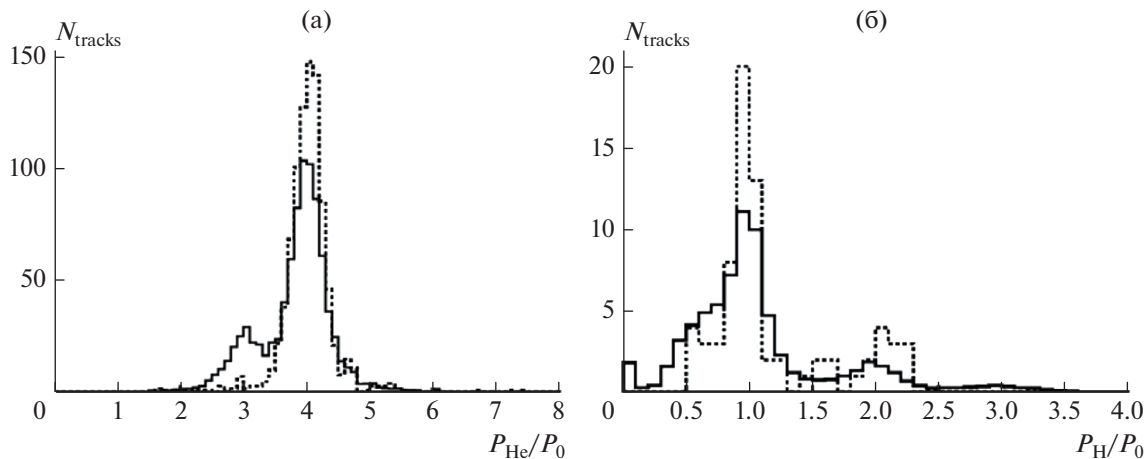
**Рис. 2.** Распределение по углу разлета  $\Theta_{2\alpha}$  комбинаций  $2\alpha$ -пар для всей статистики (сплошная линия) и с условием  $Q_{2\alpha}({}^8\text{Be}) \leq 0.2$  МэВ (пунктир) во фрагментации ядер  ${}^{16}\text{O}$  с импульсом 3.25 ГэВ/с/нуклон на протонах.

релятивистских  $\alpha$ -фрагментов  $n_\alpha$  в изучаемых событиях. Данные по отношению числа событий  $N_{n\alpha}({}^8\text{Be})$ , включающих хотя бы один кандидат в распад  ${}^8\text{Be}$ , к статистике канала  $N_{n\alpha}$ , в зависимости  $n_\alpha$  объединены на рис. 5.

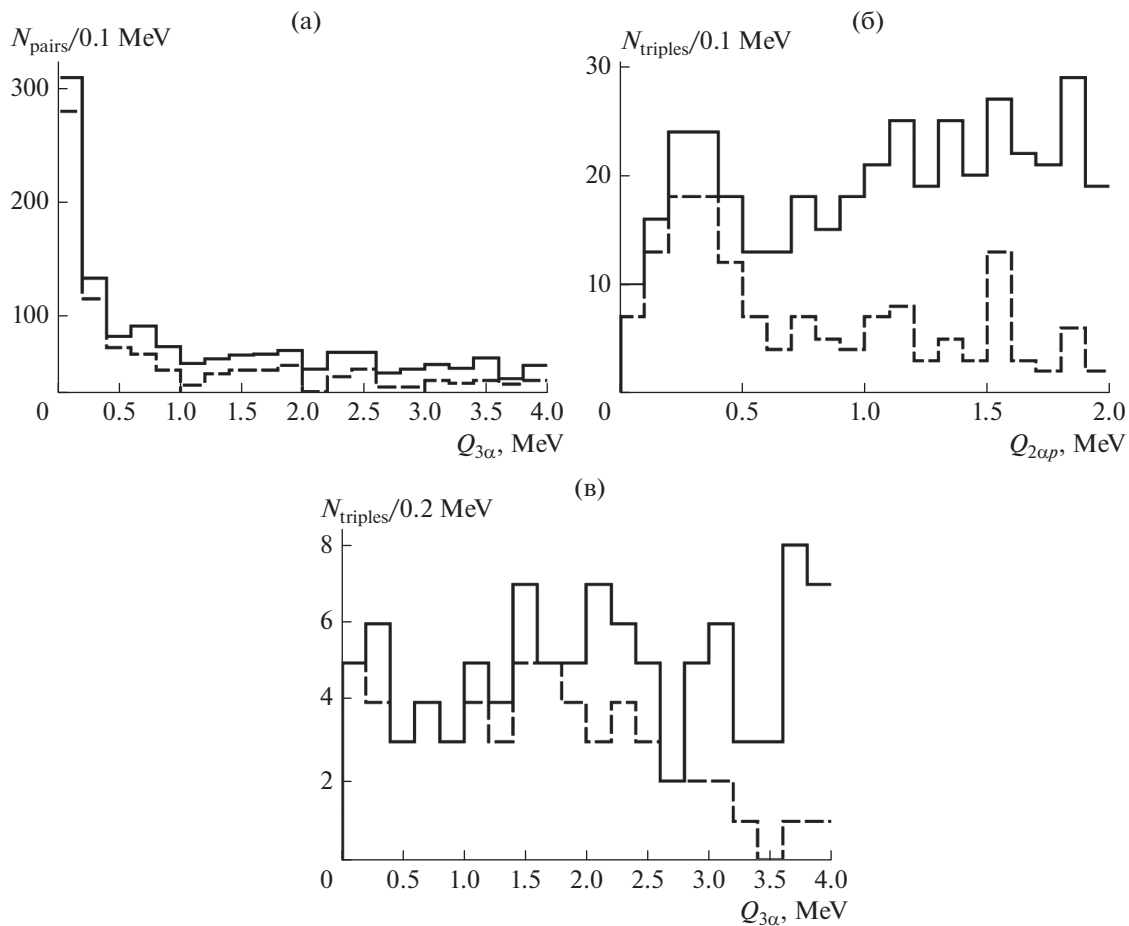
Имеются измерения взаимодействий ядер  ${}^{16}\text{O}$  при 3.65, 14.6, 60 и 200 ГэВ/нуклон. Для всех значений начальной энергии наблюдается пик  $Q_{2\alpha}({}^8\text{Be}) \leq 0.2$  МэВ [13]. В охваченном диапазоне начальной энергии распределения  $N_{n\alpha}$  и  $N_{n\alpha}({}^8\text{Be})$  проявляют сходство, что позволяет суммировать статистику. Итоговое отношение  $N_{n\alpha}({}^8\text{Be})/N_{n\alpha}(\%)$  растет  $n_\alpha = 2$  ( $8 \pm 1$ ) к 3 ( $23 \pm 3$ ) и 4 ( $46 \pm 14$ ). Наблюдается его подъем в случаях “белых” звезд  ${}^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$  и  ${}^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$  (рис. 5). Измерения, выпол-

ненные в слоях ЯЭ, облученных ядрами  ${}^{22}\text{Ne}$  при 3.22 ГэВ/нуклон и  ${}^{28}\text{Si}$  при 14.6 ГэВ/нуклон расширяют диапазон  $n_\alpha$  (рис. 5). В обоих случаях не требуется изменения условия  $Q_{2\alpha}({}^8\text{Be}) \leq 0.2$  МэВ. В этих случаях продолжается рост отношения  $N_{n\alpha}({}^8\text{Be})/N_{n\alpha}(\%)$  с множественностью для  ${}^{22}\text{Ne}$   $n_\alpha = 2$  ( $6 \pm 1$ ), 3 ( $19 \pm 3$ ), 4 ( $31 \pm 6$ ) и  ${}^{28}\text{Si}$  2 ( $3 \pm 2$ ), 3 ( $13 \pm 5$ ), 4 ( $32 \pm 6$ ), 5 ( $38 \pm 11$ ).

Схожие измерения взаимодействий ядер  ${}^{197}\text{Au}$  при 10.7 ГэВ/нуклон также указывают на то, что отношение числа событий  $N_{n\alpha}({}^8\text{Be})$ , включающих хотя бы один кандидат в распад  ${}^8\text{Be}$ , к статистике канала  $N_{n\alpha}$ , быстро нарастает к  $n_\alpha = 10$  до примерно 0.5 (рис. 6). Из-за ухудшившегося разрешения область  ${}^8\text{Be}$  расширяется, что для сохране-



**Рис. 3.** Распределение релятивистских фрагментов H (а) и He (б) по отношениям их измеренных импульсов  $P_H$  и  $P_{\text{He}}$  к начальному импульсу на нуклон  $P_0$  (сплошная линия) во фрагментации ядер  ${}^{16}\text{O}$  с импульсом 3.25 ГэВ/с/нуклон на протонах; указаны выборки с условиями  $Q_{2\alpha}({}^8\text{Be}) \leq 0.2$  МэВ и  $Q_{2\alpha p}({}^9\text{B}) \leq 0.5$  МэВ (пунктир).



**Рис. 4.** Распределение событий фрагментации ядер  $^{16}\text{O}$  с импульсом 3.25 ГэВ/с/нуклон на протонах по  $Q_{2\alpha}$  (а),  $Q_{2\alpha p}$  (б) и  $Q_{3\alpha}$  (с); добавлены распределения с условиями на  $^4\text{He}$ , протоны и  $^8\text{Be}$ .

ния эффективности требует смягчение отбора  $Q_{2\alpha}(^8\text{Be}) \leq 0.4$  МэВ. Каналы  $n_\alpha \geq 11$  просуммированы для уменьшения ошибок. При ужесточении условия до  $Q_{2\alpha}(^8\text{Be}) \leq 0.2$  МэВ, сопровождаемого снижением эффективности, сохраняется тенденция к росту  $N_{n\alpha}(^8\text{Be})/N_{n\alpha}$  [13].

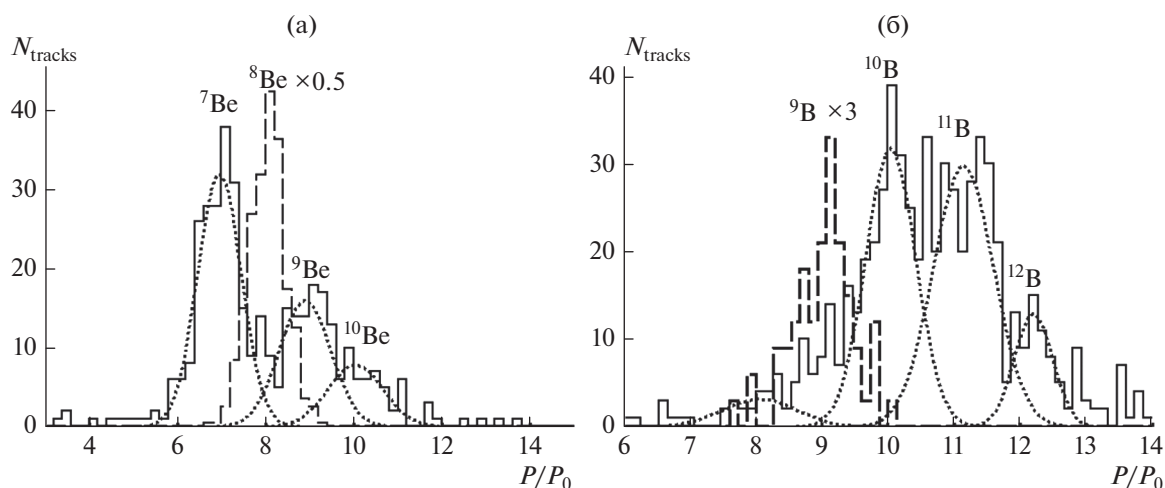
Статистика  $^{197}\text{Au}$  содержат тройки  $2\alpha p$  и  $3\alpha$  удовлетворяющие условиям  $Q_{2\alpha p}(^9\text{B}) \leq 0.5$  МэВ и  $Q_{3\alpha}(\text{HS}) \leq 0.7$  МэВ. Отношение числа событий  $N_{n\alpha}(^9\text{B})$  и  $N_{n\alpha}(\text{HS})$  к  $N_{n\alpha}(^8\text{Be})$  не проявляет заметного изменения с множественностью  $n_\alpha$ . Таким же образом ведет себя статистика идентифицированных распадов пар ядер  $^8\text{Be}$   $N_{n\alpha}(2^8\text{Be})$ . Фактически эти три отношения указывают на рост  $N_{n\alpha}(^9\text{B})$ ,  $N_{n\alpha}(\text{HS})$  и  $N_{n\alpha}(2^8\text{Be})$  относительно  $N_{n\alpha}$ . В этих трех случаях значительные статистические ошибки позволяют характеризовать только общие тенденции. Суммирование статистики  $N_{n\alpha}(^9\text{B})$ ,  $N_{n\alpha}(\text{HS})$  и  $N_{n\alpha}(2^8\text{Be})$  по множественности  $n_\alpha$  и нормировка на сумму  $N_{n\alpha}(^8\text{Be})$  ведет к

относительным вкладам равным  $25 \pm 4\%$ ,  $6 \pm 2\%$ ,  $10 \pm 2\%$ , соответственно.

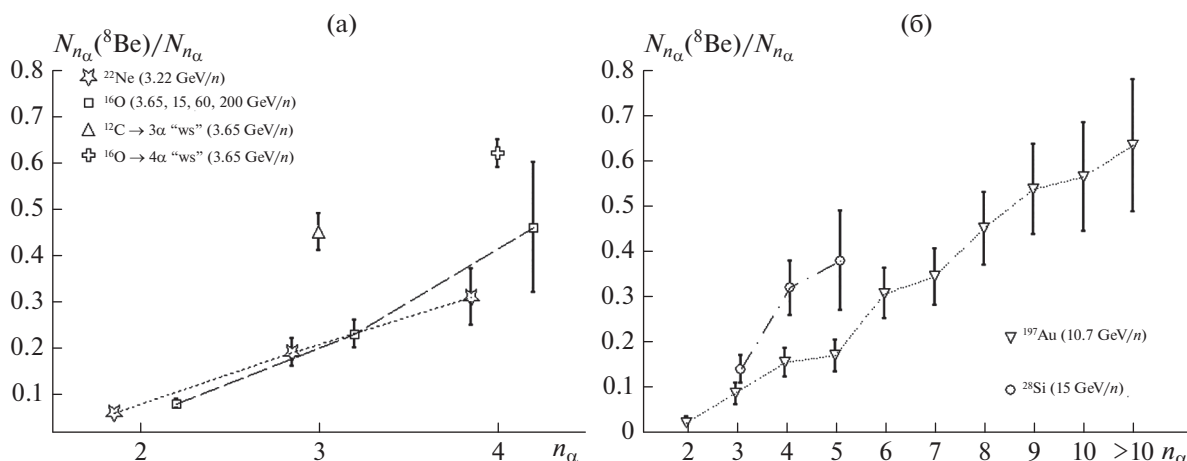
## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представленный анализ релятивистских ядер  $^{16}\text{O}$ ,  $^{22}\text{Ne}$ ,  $^{28}\text{Si}$  и  $^{197}\text{Au}$  в ядерной эмульсии указывает на усиление вклада нестабильного ядра  $^8\text{Be}$  с ростом числа релятивистских  $\alpha$ -частиц. Вклады распадов нестабильного ядра  $^9\text{B}$  и состояния Хойла пропорциональны  $^8\text{Be}$  и фактически также растут. Представленные наблюдения требуют учета взаимодействий рожденных  $\alpha$ -частиц релятивистской фрагментации ядер. Они указывают на интригующую возможность протекания реакций синтеза нестабильных состояний между  $\alpha$ -частицами внутри релятивистских струй фрагментации ядер. В случае ядра  $^{197}\text{Au}$  тенденция роста прослежена до релятивистских 10  $\alpha$ -частиц в событии. В этой связи предстоит нарастить статистику событий с еще более высокой множествен-





**Рис. 5.** Распределение релятивистских фрагментов Be (а) и В (б) по отношениям их измеренных импульсов  $P_H$  и  $P_{He}$  к начальному импульсу на нуклон  $P_0$  (сплошная линия) во фрагментации ядер  $^{16}\text{O}$  с импульсом 3.25 ГэВ/с/нуклон на протонах; точками указаны аппроксимации суммами гауссианов; данные по распадам  $^8\text{Be}$  и  $^9\text{B}$  наложены пунктиром.



**Рис. 6.** Зависимость относительного вклада распадов  $N_{n\alpha}(^8\text{Be})/N_{n\alpha}$  в статистику  $N_{n\alpha}$  событий с множественностью  $\alpha$ -частиц  $n_\alpha$  в релятивистской фрагментации ядер С, О, Ne (а), Si и Au (б); отмечены “белые” звезды  $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$  и  $^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$  (WS); для удобства точки несколько смещены от значений  $n_\alpha$  и соединены пунктиром.

ностью  $\alpha$ -частиц при наилучшей точности измерений углов эмиссии фрагментов.

Результаты анализа фрагментации  $^{16}\text{O}$  в водородной пузырьковой камере с применением магнитного анализа подтверждают сделанные приближения в применении метода инвариантной массы. Позволяя единообразное сравнение вклада стабильных и нестабильных ядер, они могут служить для более полных проверок моделей фрагментации.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ/REFERENCES

1. *Zarubin P.I.*, Lect. Notes in Phys., **875**, Clusters in Nuclei, V. 3. Springer Int. Publ., 51 (2013);

[https://doi.org/10.1007/978-3-319-01077-9\\_3](https://doi.org/10.1007/978-3-319-01077-9_3); arXiv: 1309.4881.

2. *Artemenkov D.A. et al.*, Eur. Phys. J. A **56**, 250 (2020); <https://doi.org/10.1140/epja/s10050-020-00252-3>; arXiv: 2004.10277.
3. *Tohsaki A., Horiuchi H., Schuck P. and Röpke G.*, Rev. Mod. Phys. **89**, 011002 (2017); <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.89.011002>
4. *Artemenkov D.A. et al.*, Rad. Meas. **119**, 199 (2018); <https://doi.org/10.1016/j.radmeas.2018.11.005>; arXiv: 1812.09096.
5. *Artemenkov D.A. et al.*, Springer Proc. Phys. **238**, 137 (2020); [https://doi.org/10.1007/978-3-030-32357-8\\_24](https://doi.org/10.1007/978-3-030-32357-8_24); arXiv: 1904.00621.

6. *Glagolev V.V. et al.*, Eur. Phys. J. A **11**, 285 (2001); <https://doi.org/10.1007/s100500170067>
7. *Andreeva N.P. et al.* Sov. J. Nucl. Phys. **47** 102 (1988); *Yad. Fiz.* **47** 157 (1988) and Dubna JINR – 86–828.
8. *Naghy A. El- et al.* J. Phys. G, **14** 1125 (1988).
9. *Adamovich M.I. et al.*, Phys. Rev. C **40**, 66 (1989).
10. *Adamovich M.I. et al.*, Z. Phys. A **351**, 311 (1995); <https://doi.org/10.1007/BF01290914>
11. *Adamovich M.I. et al.*, Eur. Phys. J. A **5**, 429 (1999); <https://doi.org/10.1007/s100500050306>
12. *The BECQUEREL Project* <http://becquerel.jinr.ru/movies/movies.html>.
13. *Zaitsev A.A. et al.*, arXiv: 2102.09541.

## Enhancement in Formation of Unstable $^8\text{Be}$ Nucleus with $\alpha$ -Particle Multiplicity in Fragmentation of Relativistic Nuclei

A. A. Zaitsev<sup>1, 2, \*</sup>, P. I. Zarubin<sup>1, 2</sup>, and N. G. Peresadko<sup>2</sup>

<sup>1</sup>*Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, 141980 Russia*

<sup>2</sup>*Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences, Moscow, 119991 Russia*

\*e-mail: [zaitsev@jinr.ru](mailto:zaitsev@jinr.ru)



The correlation between the formation of the unstable  $^8\text{Be}$  nucleus and accompanying  $\alpha$ -particles in the fragmentation of relativistic  $^{16}\text{O}$ ,  $^{22}\text{Ne}$ ,  $^{28}\text{Si}$ , and  $^{197}\text{Au}$  nuclei in a nuclear track emulsion is investigated. The  $^8\text{Be}$  decays are identified in a wide energy range by invariant masses calculated from  $2\alpha$ -pair opening angles. The adopted approximations were verified by data on fragmentation of  $^{16}\text{O}$  nuclei in a hydrogen bubble chamber in a magnetic field. An increase in the  $^8\text{Be}$  contribution to the dissociation with an  $\alpha$  particle multiplicity is found.

*Keywords:* nuclear emulsion, dissociation, invariant mass, relativistic fragments,  $^8\text{Be}$  nucleus, alpha particles