

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМЫ, ПУЧКОВ ЧАСТИЦ И ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

УДК 539.1.073.7

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

© 2021 г. А. А. Зайцев^{a, b, *}, П. И. Зарубин^{a, b}, Н. Г. Пересадько^b

^aОбъединенный институт ядерных исследований, Дубна Московская обл., 141980 Россия

^bФизический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, 119991 Россия

*E-mail: zaicev@jinr.ru

Поступила в редакцию 24.05.2021 г.

После доработки 03.06.2021 г.

Принята к публикации 07.06.2021 г.

Исследуется корреляция между образованием нестабильного ядра ${}^8\text{Be}$ и сопровождающих α -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 энергий по инвариантным массам, вычисляемым по углам разлета в 2α -парах. Принятые приближения проверены по данным фрагментации ядер ${}^{16}\text{O}$ в водородной пузырьковой камере в магнитное поле. Обнаружено усиление вклада ${}^8\text{Be}$ в диссоциацию с множественностью α -частиц.

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

DOI: 10.56304/S2079562920060627

ВВЕДЕНИЕ

Явление множественной фрагментации релятивистских ядер имеет скрытый потенциал для исследования нерелятивистских ансамблей ядер Н и Не (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 HS (9.3 эВ) могут являться полноценными участниками в релятивистской фрагментации. Продукты их распада образуются при пробегах от нескольких тысяч (${}^8\text{Be}$ и 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 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 2α -пар $Q_{2\alpha}$, $2\alpha p$ -троек $Q_{2\alpha p}$ и 3α -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 μm , продольно облученные исследуемыми ядрами, позволяют со всей полнотой и разрешением 0.5 μm 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 идентифи-

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

n_α	$N_{n\alpha}(^8\text{Be})/N_{n\alpha} (\% N_{n\alpha})$	$N_{n\alpha}(^9\text{B}) (\% N_{n\alpha}(^8\text{Be}))$	$N_{n\alpha}(\text{HS}) (\% N_{n\alpha}(^8\text{Be}))$
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)

кации оказывается достаточным простое ограничение на инвариантную массу ансамбля. Условия отбора, апробированные в наиболее удобных случаях диссоциации изотопов ^9Be , ^{10}B , ^{10}C , ^{11}C и ^{12}C , 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 фрагментами 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 ^8Be (HS) составляет $45 \pm 4\%$ ($11 \pm 3\%$) для ^{12}C и $62 \pm 3\%$ ($22 \pm 2\%$) для ^{16}O [4, 5]. Можно усмотреть, что рост 2α - и 3α -комбинаций усиливает вклада ^8Be и HS. Это наблюдения заслуживает проверки для более тяжелых ядер, когда α -комбинаторика стремительно нарастает с массовым числом. Методом инвариантной массы были оценены вклады распадов ^8Be , ^9B 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 ^8Be при взаимодействии рожденных α -частиц и последующим подхватом сопровождающих α -частиц и нуклонов с испусканием необходимых γ -квантов или частиц отдачи. Ее следствием стало бы возрастание выхода ^8Be с множественностью α -частиц в событии, а возможно ^9B и HS, распадающихся через ^8Be . Поэтому представляет особый интерес установление связи между образованием нестабильных состояний и множественностью сопровождающих α -частиц. Рисунок 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}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 2α -пар $\Theta_{2\alpha}$ (рис. 2), который соответствует распадам ^8Be [6]. При вычислении $Q_{2\alpha}$ с измеренными импульсами P_{He} фрагментов He, реконструированных с недостаточной точностью, сигнал ^8Be практически исчезает. Остается возможность фиксации импульсов, как и в случае ЯЭ. Значения P_{He} и P_{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 ^3He , а вклад протонов составляет 90% среди фрагментов H.

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

В табл. 1 представлено изменение вкладов нестабильных состояний в события с множественностью α -частиц n_α (в данном случае идентифицированных ядер ^4He). С ростом n_α вероятность обнаружения ^8Be возрастает. Рост n_α ведет к относительному снижению $N_{n\alpha}(^9\text{B})$, что может объясняться снижением числа протонов, доступных для формирования ^9B . Напротив, $N_{n\alpha}(\text{HS})$ возрастает из-за увеличения числа α -частиц, доступных для формирования HS. В когерентной диссоциации $^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$ доля распадов HS по отношению к ^8Be 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 ^8Be и HS.

Анализ импульсов в магнитном поле позволяет сравнить соотношение вкладов во фрагмента-

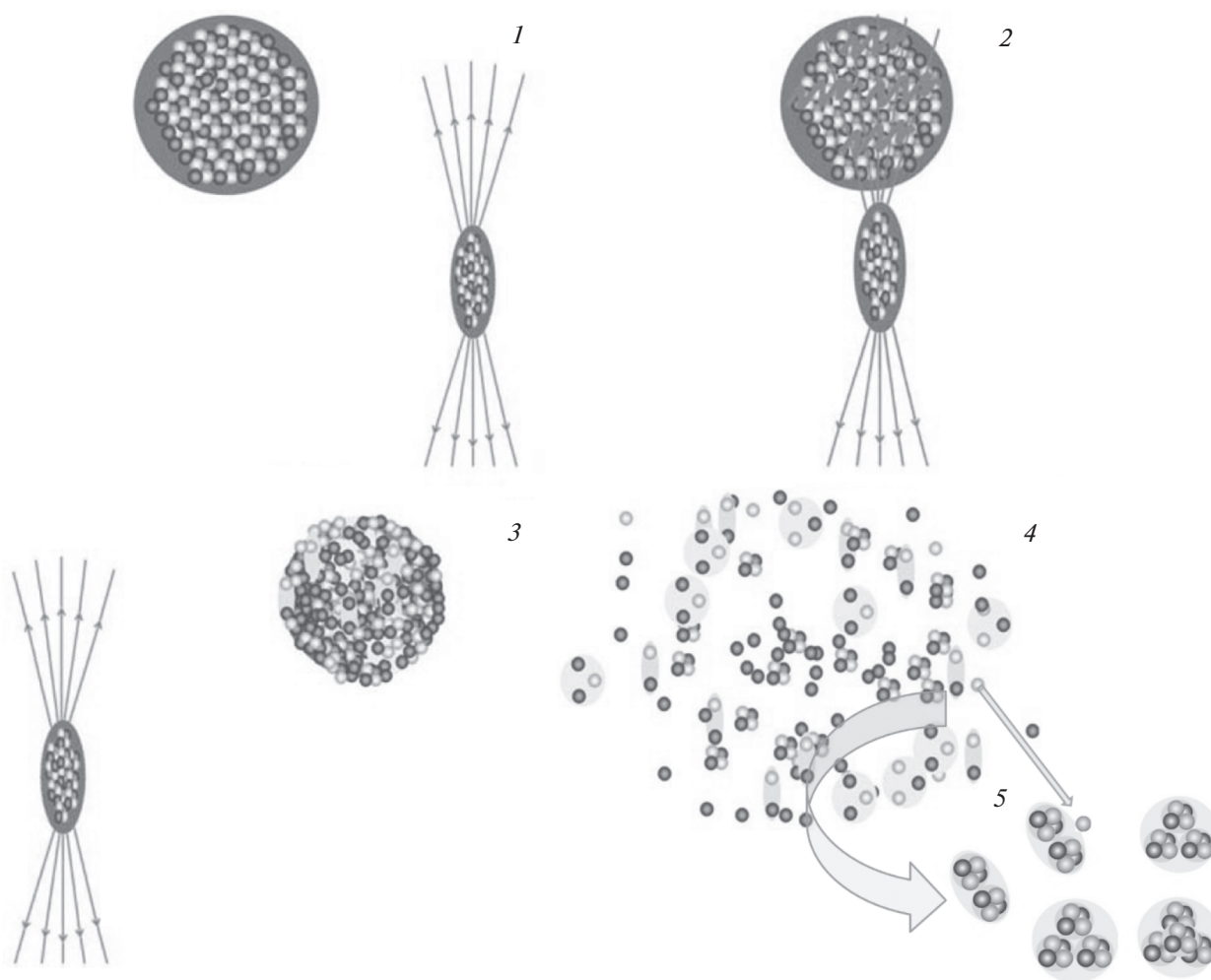


Рис. 1. Сценарий множественного образования фрагментов: сближение ядер (1), передача возбуждения исследуемому ядру (2), переход в систему, содержащую реальные легчайшие ядра и нуклоны (3), ее распад (4), слияние и подхват части фрагментов в нестабильные состояния (5).

цию $^{16}\text{O} + p$ стабильных и нестабильных изотопов Ве и В в идентичных условиях наблюдения. На рис. 5 представлены распределения этих фрагментов по отношению $P_{\text{Ве(В)}}/P_0$, служащему оценкой массового числа в конусе фрагментации. Для удобства данные по распадам $^8\text{Ве}$ и $^9\text{В}$ приведены с понижающим (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 2α -пар $P_{2\alpha}/P_0$ при $Q_{2\alpha}(^8\text{Ве}) \leq 0.2$ МэВ и $2\alpha p$ -троек $P_{2\alpha p}/P_0$ при $Q_{2\alpha p}(^9\text{В}) \leq 0.5$ МэВ демонстрирует их в диапазонах отвечающих $^8\text{Ве}$ и $^9\text{В}$. Тогда статистика $^7\text{Ве}$, $^8\text{Ве}$, $^9\text{Ве}$ и $^{10}\text{Ве}$ составляет 196, 345, 92 и 46, а $^8\text{В}$, $^9\text{В}$, $^{10}\text{В}$, $^{11}\text{В}$ и $^{12}\text{В}$ – 33, 60, 226, 257 и 70, соответственно. Поскольку эти данные единообразно, эти числа могут быть использованы для сравнения между собой. Отношение для зеркальных ядер $^9\text{В}$ и $^9\text{Ве}$ со-

ставляет 0.7 ± 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 $^9\text{В}$ в принятом приближении.

Корреляция с множественностью α -частиц

Прослеживание первичных следов в ЯЭ позволяет находить взаимодействия без выборки, в частности, с разным числом релятивистских фрагментов Не и Н. Хотя достижимая статистика множественных каналов оказывается многократно меньше, чем при поперечном сканировании, зато прослеживается ее эволюция с n_α и возникает ориентир для включения в общую картину результатов ускоренного поиска. Далее используются измерения на основе прослеживания следов релятивистских ядер ^{16}O , ^{22}Ne , ^{28}Si и ^{197}Au в ЯЭ.

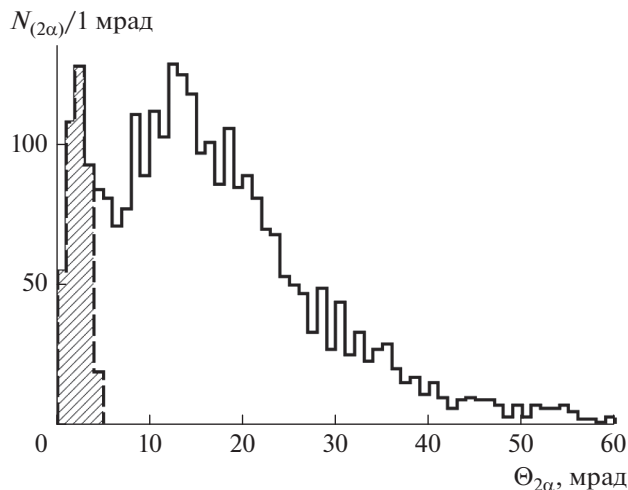


Рис. 2. Распределение по углу разлета $\Theta_{2\alpha}$ комбинаций 2α -пар для всей статистики (сплошная линия) и с условием $Q_{2\alpha}(^8\text{Be}) \leq 0.2$ МэВ (пунктир) во фрагментации ядер ^{16}O с импульсом 3.25 ГэВ/с/нуклон на протонах.

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

Имеются измерения взаимодействий ядер ^{16}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 ± 1) к 3 (23 ± 3) и 4 (46 ± 14). Наблюдается его подъем в случаях “белых” звезд $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ и $^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$ (рис. 5). Измерения, выполненные в слоях ЯЭ, облученных ядрами ^{22}Ne при 3.22 ГэВ/нуклон и ^{28}Si при 14.6 ГэВ/нуклон расширяют диапазон n_α (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}Ne $n_\alpha = 2$ (6 ± 1), 3 (19 ± 3), 4 (31 ± 6) и ^{28}Si 2 (3 ± 2), 3 (13 ± 5), 4 (32 ± 6), 5 (38 ± 11).

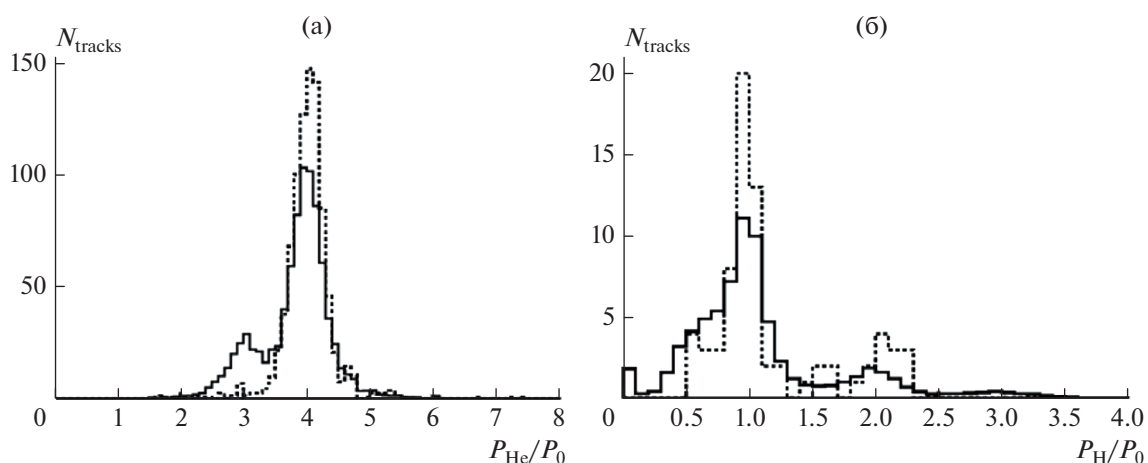


Рис. 3. Распределение релятивистских фрагментов H (а) и He (б) по отношениям их измеренных импульсов P_H и P_{He} к начальному импульсу на нуклон P_0 (сплошная линия) во фрагментации ядер ^{16}O с импульсом 3.25 ГэВ/с/нуклон на протонах; указаны выборки с условиями $Q_{2\alpha}(^8\text{Be}) \leq 0.2$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

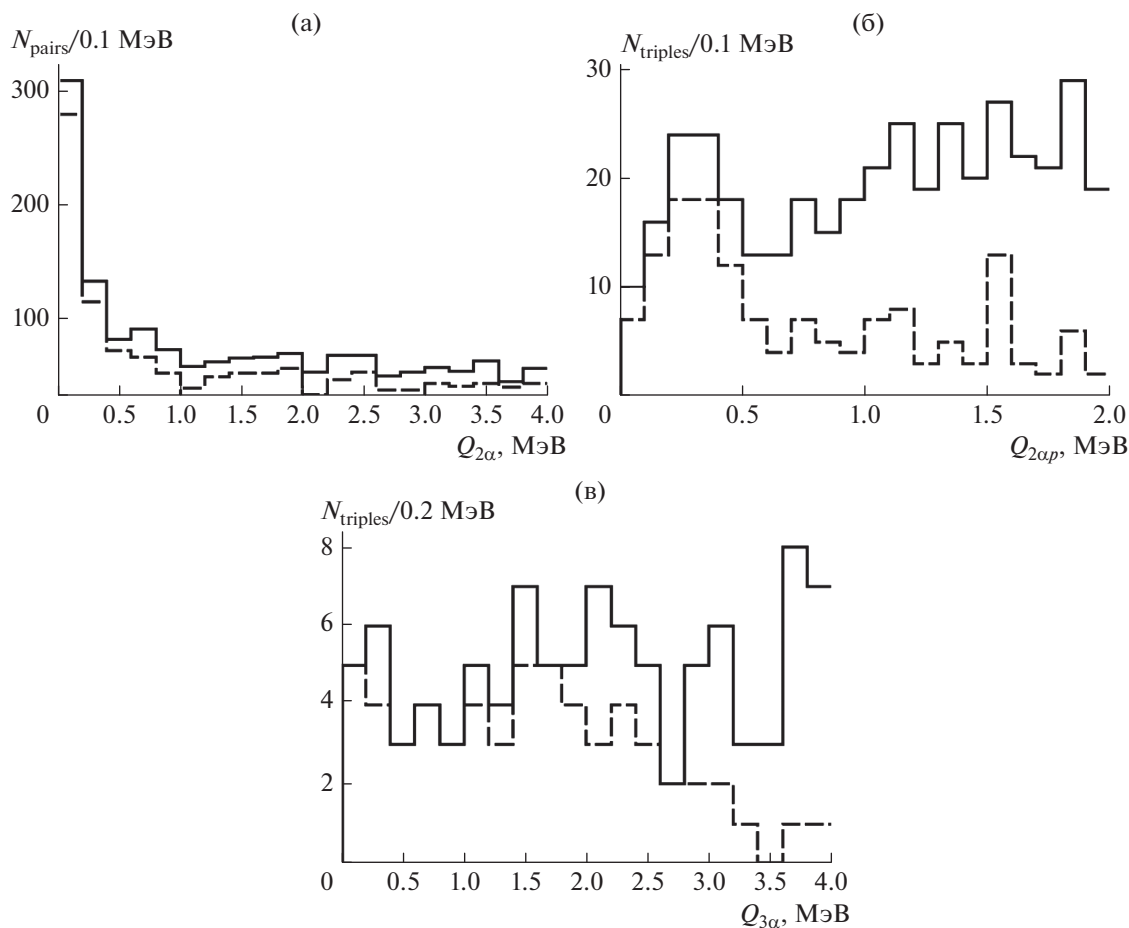


Рис. 4. Распределение событий фрагментации ядер ^{16}O с импульсом 3.25 ГэВ/с/нуклон на протонах по $Q_{2\alpha}$ (а), $Q_{2\alpha p}$ (б) и $Q_{3\alpha}$ (в); добавлены распределения с условиями на ^4He , протоны и ^8Be .

Схожие измерения взаимодействий ядер ^{197}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 ^8Be , к статистике канала $N_{n\alpha}$, быстро нарастает к $n_\alpha = 10$ до примерно 0.5 (рис. 6). Из-за ухудшившегося разрешения область ^8Be расширяется, что для сохранения 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}Au содержат тройки $2\alpha p$ и 3α удовлетворяющие условиям $Q_{2\alpha p}(^9\text{Be}) \leq 0.5$ МэВ и $Q_{3\alpha}(\text{HS}) \leq 0.7$ МэВ. Отношение числа событий $N_{n\alpha}(^9\text{Be})$ и $N_{n\alpha}(\text{HS})$ к $N_{n\alpha}(^8\text{Be})$ не проявляет заметного изменения с множественностью n_α . Таким же образом ведет себя статистика идентифицированных распадов пар ядер ^8Be $N_{n\alpha}(2^8\text{Be})$. Фактически эти три отношения указывают на рост

$N_{n\alpha}(^9\text{Be})$, $N_{n\alpha}(\text{HS})$ 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 $N_{n\alpha}(^9\text{Be})$, $N_{n\alpha}(\text{HS})$ и $N_{n\alpha}(2^8\text{Be})$ по множественности n_α 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}O , ^{22}Ne , ^{28}Si и ^{197}Au в ядерной эмульсии указывает на усиление вклада нестабильного ядра ^8Be с ростом числа релятивистских α -частиц. Вклады распадов нестабильного ядра ^9Be и состояния Хойла пропорциональны ^8Be и фактически также растут. Представленные наблюдения требуют учета взаимодействий рожденных α -частиц релятивистской фрагментации ядер. Они указывают на интригующую возможность протекания реакций синтеза нестабильных состояний между α -ча-

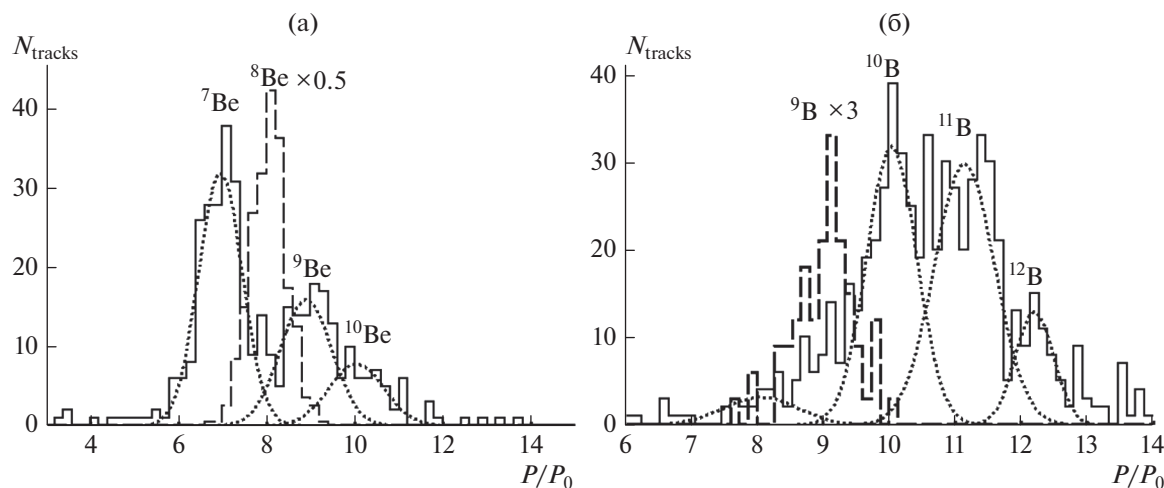


Рис. 5. Распределение релятивистских фрагментов Be (а) и B (б) по отношениям их измеренных импульсов P_H и P_{He} к начальному импульсу на нуклон P_0 (сплошная линия) во фрагментации ядер ^{16}O с импульсом 3.25 ГэВ/нуклон на протонах; точками указаны аппроксимации суммами гауссианов; данные по распадам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

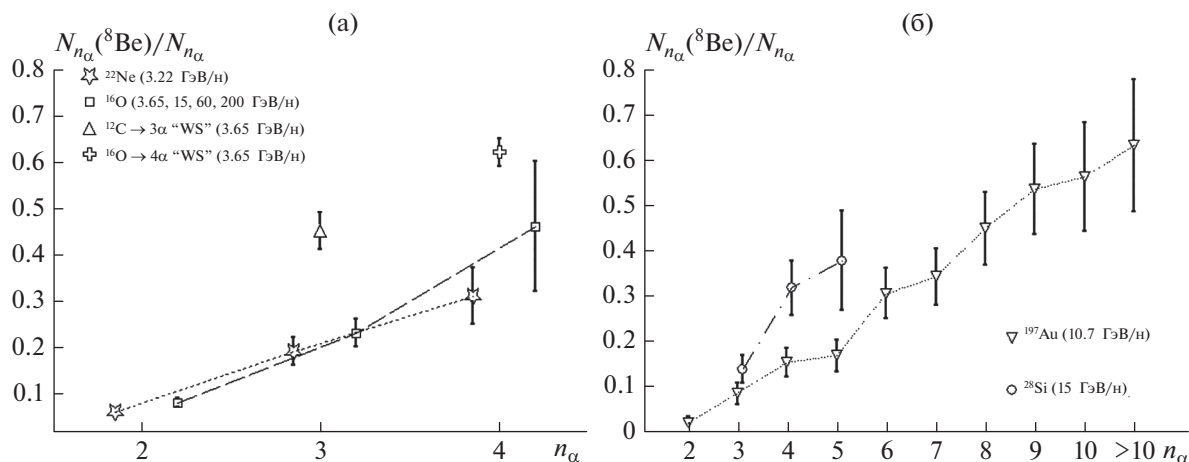


Рис. 6. Зависимость относительного вклада распадов $N_{n_{\alpha}}(^8\text{Be})$ в статистику $N_{n_{\alpha}}$ событий с множественностью α -частиц n_{α} в релятивистской фрагментации ядер C, O, Ne (а), Si и Au (б); отмечены “белые” звезды $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ и $^{16}\text{O} \rightarrow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

стицами внутри релятивистских струй фрагментации ядер. В случае ядра ^{197}Au тенденция роста прослежена до релятивистских 10 α -частиц в событии. В этой связи предстоит нарастить статистику событий с еще более высокой множественностью α -частиц при наилучшей точности измерений углов эмиссии фрагментов.

Результаты анализа фрагментации ^{16}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.* // Lecture Notes in Physics, vol 875. Lect. Notes Phys. 2013. V. 875. Clusters in Nuclei (Beck C. (Ed.)). V. 3. Cham: Springer. P. 51. https://doi.org/10.1007/978-3-319-01077-9_3; arXiv: 1309.4881.
2. *Artemenkov D.A. et al.* // Eur. Phys. J. A. 2020. V. 56. P. 250. <https://doi.org/10.1140/epja/s10050-020-00252-3>; arXiv: 2004.10277.
3. *Tohsaki A., Horiuchi H., Schuck P., Röpke G.* // Rev. Mod. Phys. 2017. V. 89. P. 011002. <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.89.011002>
4. *Artemenkov D.A. et al.* // Rad. Meas. 2018. V. 119. P. 199. <https://doi.org/10.1016/j.radmeas.2018.11.005>; arXiv: 1812.09096. 2018.

5. Artemenkov D.A. *et al.* // Springer Proc. Phys. 2020. V. 238. P. 137. https://doi.org/10.1007/978-3-030-32357-8_24; arXiv: 1904.00621. 2019.
6. Glagolev V.V. *et al.* // Eur. Phys. J. A. 2001. V. 11. P. 285. <https://doi.org/10.1007/s100500170067>
7. Andreeva N.P. *et al.* // Sov. J. Nucl. Phys. 1988. V. 47. P. 102.
8. Naghy A. El- *et al.* // J. Phys. G. 1988. V. 14. P. 1125.
9. Adamovich M.I. *et al.* // Phys. Rev. C. 1989. V. 40. P. 66.
10. Adamovich M.I. *et al.* // Z. Phys. A. 1995. V. 351. P. 311. <https://doi.org/10.1007/BF01290914>
11. Adamovich M.I. *et al.* // Eur. Phys. J. A. 1999. V. 5. P. 429. <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. 2021.

Enhancement in Formation of Unstable ^8Be Nucleus with α -Particle Multiplicity in Fragmentation of Relativistic Nuclei

A. A. Zaitsev^{1, 2, *}, P. I. Zarubin^{1, 2}, and N. G. Peresadko²

¹Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Moscow obl., 141980 Russia

²Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences, Moscow, 119991 Russia

*e-mail: zaitsev@jinr.ru

Received May 24, 2021; revised June 3, 2021; accepted June 7, 2021

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

Keywords: nuclear emulsion, dissociation, invariant mass, relativistic fragments, ^8Be nucleus, alpha particles