

ТОПОЛОГИЯ “БЕЛЫХ ЗВЕЗД” В РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ФРАГМЕНТАЦИИ ЛЕГКИХ ЯДЕР

© 2005 г. Н. П. Андреева¹⁾, В. Баднова²⁾, С. Вокал^{2),3)}, А. Вокалова²⁾,
А. Ш. Гайтинов¹⁾, С. Г. Герасимов⁴⁾, Л. А. Гончарова⁴⁾, В. А. Дронов⁴⁾, П. И. Зарубин^{2)*},
И. Г. Зарубина²⁾, А. Д. Коваленко²⁾, А. Кравчакова³⁾, В. Г. Ларионова⁴⁾,
О. В. Левицкая⁵⁾, Ф. Г. Лепехин⁵⁾, А. И. Малахов²⁾, А. А. Моисеенко⁶⁾, Г. И. Орлова⁴⁾,
Н. Г. Пересадько⁴⁾, Н. Г. Полухина⁴⁾, П. А. Рукояткин²⁾, В. В. Русакова²⁾,
Н. А. Салманова⁴⁾, В. Р. Саркисян⁶⁾, Б. Б. Симонов⁵⁾, Е. Стан^{2),7)}, Р. Станоева^{2),8)},
М. М. Чернявский⁴⁾, М. Хайдук⁷⁾, С. П. Харламов⁴⁾, И. Цаков⁸⁾, Т. В. Щедрина²⁾

Сотрудничество БЕККЕРЕЛЬ

Поступила в редакцию 24.05.2004 г.; после доработки 27.08.2004 г.

Дан обзор экспериментальных наблюдений процессов мультифрагментации легких релятивистских ядер, полученных с помощью эмульсий. Рассматриваются события типа “белая звезда”, в которых диссоциация релятивистских ядер не сопровождается образованием мезонов и фрагментов ядер мишени. Характерная особенность зарядовой топологии при диссоциации ядер Ne, Mg, Si и S состоит в практически полном подавлении бинарного расщепления ядер на фрагменты с зарядом $Z > 2$. Возрастание степени фрагментации ядра проявляется в росте множественности фрагментов с зарядом $Z = 1$ и 2 при уменьшении заряда основной невозбужденной части фрагментирующего ядра. В процессах диссоциации стабильных изотопов Li, Be, B, C, N и O на заряженные фрагменты изучены особенности образования систем из легчайших ядер α , d и t . Проявление ^3He -кластеризации может быть обнаружено в “белых звездах” при диссоциации нейтронно-дефицитных изотопов Be, B, C и N.

ВВЕДЕНИЕ

Зарядовая топология фрагментов при периферических взаимодействиях легких ядер с начальной энергией выше 1 А ГэВ может служить эффективной характеристикой явления мультифрагментации ядер. В этой области энергий достигается режим предельной фрагментации ядер, т.е. неизменность спектра фрагментов от энергии соударения и состава ядер мишени.

Возможности наблюдения и спектроскопии конечных состояний образовавшейся системы из заряженных фрагментов при исследовании мультифрагментации в релятивистской области энергий определяются точностью угловых измерений.

Благодаря наилучшему пространственному разрешению (0.5 мкм) ядерная эмульсия обеспечивает угловое разрешение следов релятивистских фрагментов около 10^{-5} рад. Это обеспечивает полную наблюдаемость всех возможных распадов возбужденных состояний ядер на фрагменты. Например, на длине 1 мм уверенно различается процесс $^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$, проявляющийся при импульсе 4.5 А ГэВ/с как пара следов в угловом конусе около 2×10^{-3} рад. Такие узкие распады достаточно часто наблюдаются при фрагментации релятивистских ядер кислорода и более тяжелых ядер.

Топологические характеристики событий в диссоциации легких ядер в периферических взаимодействиях были исследованы в эмульсии для ядер ^{12}C [1–6], ^{22}Ne [7–12], ^{24}Mg [13], ^{28}Si [14–16], ^{16}O [17, 18], ^6Li [19–22] и ^{10}B [23–25] при энергиях порядка нескольких ГэВ/нуклон. При энергии 200 А ГэВ были исследованы процессы диссоциации ядер ^{16}O и ^{32}S [17, 26, 27]. Все эти результаты имеют уникальную полноту и достоверность и могут оказаться полезными при планировании исследований по мультифрагментации ядер с высокой статистической обеспеченностью.

¹⁾Физико-технический институт АН Республики Казахстан, Алматы.

²⁾Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия.

³⁾Университет им. П. Й. Шафарика, Кошице, Словакия.

⁴⁾Физический институт РАН, Москва.

⁵⁾Петербургский институт ядерной физики РАН, Гатчина.

⁶⁾Ереванский физический институт, Армения.

⁷⁾Институт космических исследований, Магурель, Бухарест, Румыния.

⁸⁾Институт ядерных исследований БАН, София.

*E-mail: zarubin@ihe.jinr.ru

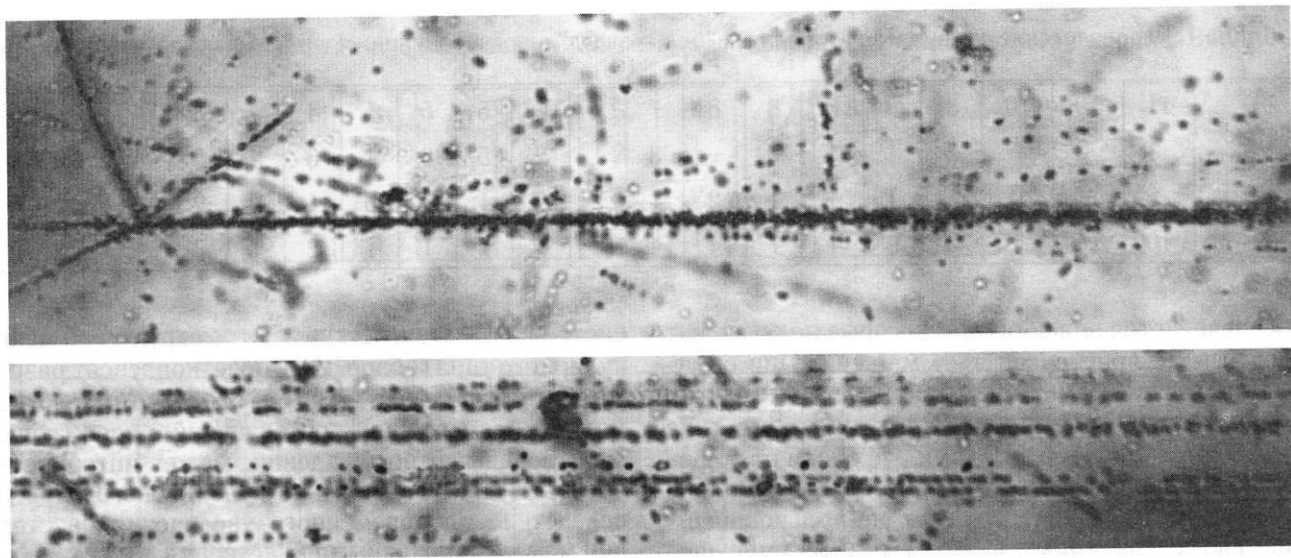


Рис. 1. Событие фрагментации ядра ^{28}Si с энергией 3.65 А ГэВ в периферическом взаимодействии на ядре эмульсии. На верхней фотографии видна вершина взаимодействия и струя фрагментов в узком угловом конусе вместе с четырьмя сопровождающими однозарядными частицами в широком конусе и тремя осколками ядра мишени. При смещении по направлению струи фрагментов (нижняя фотография) можно различить три Н- и пять He-фрагментов. Интенсивный след на нижней фотографии (третий сверху) идентифицирован как пара фрагментов с $Z = 2$ в очень узком угловом конусе, соответствующая распаду ядра ^8Be . Трехмерный образ события реконструирован как плоская проекция с помощью автоматического микроскопа ФИАН комплекса ПАВИКОМ.

В настоящей работе приводятся данные по каналам диссоциации для широкого круга легких ядер в событиях типа “белая звезда”. Экспериментальные данные о соотношениях наблюдаемых каналов диссоциации ядер дают представление как об общих закономерностях процесса фрагментации ядер, так и об особенностях фрагментации, связанных со структурой отдельных ядер. Для ядер ^{24}Mg , ^{14}N , ^7Be результаты представлены впервые. Данные по другим обсуждаемым ядрам получены на основе событий из ранее опубликованных экспериментальных результатов, прошедших более жесткие критерии отбора. Облучения при энергиях порядка нескольких А ГэВ выполнены на синхротроне и нуклотроне ОИЯИ, а при энергии 200 А ГэВ — в ЦЕРНе.

Для иллюстрации критериев отбора событий на рис. 1 представлено событие мультифрагментации ядра кремния с импульсом 4.5 А ГэВ/с. Основным интересом представляет группа фрагментов налетающего ядра в узком конусе углов порядка нескольких градусов с суммарным зарядом $Z = 13$. Величина конуса определяется отношением поперечного ферми-импульса к импульсу на нуклон первичного ядра. Следы релятивистских фрагментов долго остаются в одном эмульсионном слое, что достаточно для реконструкции непрерывного трехмерного образа этой группы треков. В эмульсии возможна идентификация по массе релятивистских

изотопов водорода и гелия по среднему углу рассеяния следов и связанного с ним полного импульса.

Величины продольных импульсов фрагментов на нуклон с точностью до нескольких процентов равны импульсам нуклонов первичного ядра. Энергия возбуждения системы фрагментов определяется их множественностью и углами разлета. Она может быть определена как разница между инвариантной массой фрагментирующей системы и массой первичного ядра и составляет величину порядка 1 МэВ на нуклон фрагмента. Угловые корреляции фрагментов отражают угловой момент образовавшейся системы. На рис. 1 в более широком конусе видны следы с минимальной ионизацией от рожденных мезонов. Кроме того, в вершине взаимодействия присутствуют следы от сильно ионизирующих осколков ядра мишени с энергией порядка нескольких десятков МэВ. Таким образом, во взаимодействии отчетливо проявляется разделение кинематических областей фрагментации сталкивающихся ядер.

Мультифрагментация в “белых звездах”

При наборе статистики по мультифрагментации ядер отбираются события без следов от заряженных частиц между областями фрагментации налетающего ядра и ядра мишени. Как правило, в таких событиях происходит полная передача заряда первичного ядра в узкий угловой конус фрагментации. Наиболее ясная интерпретация

Таблица 1. Распределение по зарядовой топологии “белых звезд” при диссоциации ядер ^{24}Mg с энергией 3.65 А ГэВ

Z_f	11	10	10	9	9	8	8	8	7	7	6	5	5	5	4	4	3	—	—	—
$N_{Z=1}$	1	2	—	3	1	4	2	—	3	1	2	5	3	1	6	4	5	6	4	2
$N_{Z=2}$	—	—	1	—	1	—	1	2	1	2	2	1	2	3	1	2	2	3	4	5
N_{ev}	10	14	8	5	9	1	7	4	4	2	4	2	1	1	2	1	3	1	2	2

обеспечивается для событий, которые не содержат следов и от фрагментов ядер мишени. Они образуются в случае минимальной передачи энергии к фрагментирующему ядру. События такого типа называются “белыми звездами”. Их доля от общего числа неупругих событий составляет несколько процентов. Название отражает не только внешний вид следа события, но и резкое уменьшение потерь на ионизацию (в предельном случае в Z раз) при переходе от следа первичного ядра к узкому конусу вторичных следов. Образование “белых звезд” происходит при электромагнитных взаимодействиях с виртуальными фотонами ядер мишени и при дифракционном рассеянии на периферических нейтронах мишени.

Важным практическим удобством при поиске событий такого типа является требование сохранения заряда, что позволяет исключить вклад от примеси в пучке более легких ядер с близким отношением заряда к массе. Это существенно при облучении эмульсии во вторичных пучках радиоактивных ядер, имеющих достаточно сложный состав. Отметим, что описанные критерии отбора “белых звезд” совместно с условием сохранения потока энергии в конусе фрагментации могут быть использованы в будущем эксперименте по исследованию глобальных особенностей фрагментации тяжелых ядер в процессах периферической диссоциации.

Слабосвязанные кластерные системы

Цель наших экспериментов состоит в изучении картины фазового перехода ядерной материи из состояния квантовой жидкости в квантовый газ, состоящий из большого числа нуклонов и легчайших ядер вблизи энергетических порогов таких реакций. Термин “легчайшие ядра” включает дейтроны, тритоны, ядра ^3He и ^4He , т.е. стабильные системы, не имеющие возбужденных состояний ниже порога распада на нуклоны.

Современный интерес к исследованию фазовых переходов в ядерных системах мотивирован предсказанием свойств таких состояний, как слабосвязанные кластерные системы [28–30]. Эти системы могут иметь пространственную протяженность, которая существенно превышает размер фрагментов (состояния Ефимова [28] вблизи порога распада

систем из трех тел, легкие ядра со структурой молекулярного типа (обзор [29]), бозе-конденсат разреженного газа α -частиц в $N\alpha$ -ядрах [30]). Процесс мультифрагментации, протекающий с адиабатической передачей возбуждения, может интерпретироваться как исчезновение кулоновского барьера вследствие одновременного увеличения расстояния между заряженными кластерами.

Изучение многочастичных состояний в масштабах характерных для нуклонной и кластерной структуры ядра представляет интерес для ядерной астрофизики. Например, благодаря существенному уменьшению кулоновского отталкивания в протяженных ядерных системах, они могут играть роль промежуточных состояний в процессах ядерного синтеза в звездах. Установленные топологии могут оказаться полезными для прояснения вариантов синтеза ядер как процесса, обратного их фрагментации.

ОСОБЕННОСТИ ФРАГМЕНТАЦИИ ЯДЕР Mg, Ne, Si и S

Мультифрагментация ядер ^{24}Mg

Поиск “белых звезд” при диссоциации ядер ^{24}Mg с кинетической энергией 3.65 А ГэВ был выполнен методом прослеживания на микроскопах вдоль следа первичного ядра до вершин взаимодействия (см. например, [25]). Было найдено 83 события такого типа, в которых практически все вторичные следы находились в конусе до 4° к направлению первичного следа. Величина заряда частицы, образующей след в эмульсии, определялась по плотности разрывов на следе и числу δ -электронов. Распределение событий по зарядовой топологии фрагментов представлено в табл. 1. В верхней строке таблицы указан заряд фрагмента с $Z > 2$, во второй — число однозарядных фрагментов, в третьей — число двухзарядных, в нижней — число найденных событий с такой топологией. Эффективность наблюдения событий с топологией $11 + 1$ оценивается на уровне 50% из-за экранирования однозарядных следов вторым следом с большой ионизацией.

В табл. 1 отражены каналы образования “белых звезд” начиная с отделения одиночных одно- и двухзарядных фрагментов от “холодного остатка”

Таблица 2. Распределение по зарядовой топологии “белых звезд” при диссоциации ядер ^{22}Ne с энергией 3.22 А ГэВ

Z_f	9	8	8	7	6	6	5	5	5 + 3	4	4 + 3	—	—
$N_{Z=1}$	1	—	2	1	—	2	1	3	—	—	3	2	—
$N_{Z=2}$	—	1	—	1	2	1	2	1	1	3	—	4	5
N_{ev}	22	51	6	7	5	2	1	1	1	2	1	1	3

Таблица 3. Распределение по зарядовой топологии “белых звезд” при диссоциации ядер ^{28}Si с энергией 3.65 А ГэВ

Z_f	13	12	12	11	11	10	10	10	9	9	9	8	8	8	7	7	7	6	6	6	5	5	4	—	—	—	
$N_{Z=1}$	1	—	2	1	3	—	2	4	1	3	5	6	2	4	3	5	7	2	4	6	8	3	5	2	2	8	10
$N_{Z=2}$	—	1	—	1	—	2	1	—	2	1	—	—	2	1	2	1	—	3	2	1	—	3	2	4	6	3	2
N_{ev}	9	3	15	11	6	2	7	2	2	8	3	2	5	6	1	3	3	3	5	8	1	1	3	1	1	2	3

первичного ядра до его полного разрушения на легчайшие ядра. Ни в одном из этих событий не содержится более одного следа от релятивистского фрагмента с $Z > 2$. Очевидная особенность состоит в отсутствии событий бинарного и тройного расщепления легких ядер на фрагменты, тяжелее α -частицы, что указывает на решающую роль процесса мультифрагментации. Ранее при анализе 1666 взаимодействий было обнаружено только одно расщепление $\text{Mg}^* \rightarrow \text{B} + \text{N}$ [31] без дополнительного испускания заряженных частиц. Доминирование процессов мультифрагментации, несмотря на высокие энергетические пороги, может объясняться высокой плотностью многочастичных состояний.

Планируется выполнить анализ событий полного разрушения ядер Mg на существенно большей статистике с идентификацией легчайших ядер. При этом появится возможность реконструкции инвариантной массы распадающейся системы и ее подсистем (например, $N\alpha$ -частичных). К настоящему времени найдено два события распада ядра Mg на шесть ядер He. Одно из них идентифицировано как $5^4\text{He} + ^3\text{He}$. Так как эти события сопровождаются одиночными осколками ядра мишени, они не вошли в статистику табл. 1. Тем не менее они дают основание продолжить поиск 6α -конфигураций на больших длинах первичных следов ядер ^{24}Mg .

Мультифрагментация ядер ^{22}Ne

Особенности фрагментации ядра ^{24}Mg сравним с данными по соседним ядрам, по взаимодействиям которых имеется значительная статистика. В табл. 2 представлено распределение по зарядовой топологии 103 “белых звезд” от ядер ^{22}Ne с

энергией 3.22 А ГэВ, отобранных из 4100 неупругих событий [7]. И в этом случае отсутствуют события бинарного расщепления. В работе [31] на другой выборке из 4155 событий также не наблюдалось бинарных расщеплений ^{22}Ne .

Заметно более выраженная роль изотопов гелия при фрагментации ядра ^{22}Ne может быть связана с тем фактом, что в отличие от симметричного ядра магния в данном ядре присутствует пара дополнительных внешних нейтронов. Это обстоятельство может быть использовано для более эффективной генерации и детектирования систем большого числа α -частиц при инициировании множественной диссоциации через выбивание внешних нейтронов. Было найдено три события распада ядер ^{22}Ne на пять ядер He (табл. 2), следы от которых находятся в конусе 3° . Из них в двух событиях все следы находятся даже в пределах 1° . Эти наблюдения еще раз указывают на уникальные возможности ядерных эмульсий при исследовании многочастичных систем, состоящих из легчайших ядер с минимальными относительными 4-скоростями (или относительными лоренц-факторами).

Мультифрагментация ядер ^{28}Si и ^{32}S

Выборка 116 “белых звезд” ядер ^{28}Si с энергией 3.65 А ГэВ демонстрирует ту же особенность — переход к мультифрагментации (табл. 3), минуя бинарное расщепление [14]. В работе [31] на другой выборке из 1900 неупругих взаимодействий наблюдалось только одно событие $\text{Si}^* \rightarrow \text{O} + \text{S}$. Интересно, что переход к полному разрушению ядра ^{28}Si происходит с нарастающим вкладом в конечные состояния изотопов водорода по сравнению с изотопами гелия. Следует прояснить, является ли это следствием ослабления α -кластеризации ядер

Таблица 4. Распределение по зарядовой топологии “белых звезд” при диссоциации ядер ^{32}S с энергией 200 А ГэВ

Z_f	15	14	14	13	13	12	12	11	11	10	10	10	9	8	8	7+3	7	5+3
$N_{Z=1}$	1	—	2	1	3	2	4	3	5	2	4	6	3	—	6	4	3	4
$N_{Z=2}$	—	1	—	1	—	1	—	1	—	2	1	—	2	4	1	1	3	2
N_{ev}	99	11	48	7	6	3	4	4	1	1	2	1	1	1	1	1	1	1

с ростом A . Результаты в табл. 3 представляют собой улучшенную выборку событий из ранее полученных данных [7, 14]. Отметим, что эти работы содержат богатую информацию, полезную для планирования экспериментов с вариацией неупругости отбираемых соударений.

Приведем также результаты, полученные при облучении эмульсии ядрами ^{32}S с энергией 200 А ГэВ. В этом случае угловой конус фрагментации составляет величину 0.5° . Таблица 4 демонстрирует доминирование канала отделения изотопов водорода. Несмотря на статистическую ограниченность, в топологии 193 “белых звезд” проявляется мультифрагментация.

Представляет интерес исследовать топологию “белых звезд” для тяжелых ядер. В эмульсии облученной ультрарелятивистскими ядрами свинца с энергией 160 А ГэВ в ЦЕРНе наблюдались единичные события полного разрушения ядер свинца. Однако детальное исследование в конусе фрагментации тяжелых ядер находится за пределом возможностей даже эмульсионного метода. Повидимому, оно может быть осуществлено на интенсивных релятивистских пучках тяжелых ядер при

Таблица 5. Распределение по зарядовой топологии “белых звезд” при диссоциации ядер ^{16}O с энергией 3.65 А ГэВ

Z_f	7	6	6	5	5	4	4	—	—
$N_{Z=1}$	1	2	—	3	1	—	2	—	2
$N_{Z=2}$	—	—	1	—	1	2	1	4	3
N_{ev}	18	7	21	2	10	1	1	9	3

Таблица 6. Распределение по зарядовой топологии “белых звезд” при диссоциации ядер ^{16}O с энергией 200 А ГэВ

Z_f	7	6	6	5	5	4	3	3	—	—	—
$N_{Z=1}$	1	—	2	1	3	2	1	3	—	2	4
$N_{Z=2}$	—	1	—	1	—	1	2	1	4	3	2
N_{ev}	49	6	10	5	1	3	2	2	2	4	2

измерении суммарной ионизации и потоков энергии в полном телесном угле.

ОСОБЕННОСТИ ФРАГМЕНТАЦИИ ЯДЕР С, О, В И N

Мультифрагментация ядер ^{12}C и ^{16}O

Вероятности образования и свойства систем из небольшого числа фрагментов с зарядами $Z = 1, 2$ можно изучать при отборе “белых звезд” от фрагментации изотопов Be, B, C, N и O. Детальная информация по мультифрагментации ядер этой группы может составить основу для понимания процессов в более тяжелых ядрах. Диссоциация ядер B, C в трехчастичные системы может протекать как через отделение легчайших ядер — α -частиц, дейтронов, тритонов и ядер ^3He — от остова в виде нестабильного ядра ^8Be , так и через прямую фрагментацию на изотопы водорода и гелия.

“Белые звезды” $^{12}\text{C}^* \rightarrow 3\alpha$ при энергии 3.65 А ГэВ изучались в работах [4–6]. В частности, была продемонстрирована роль канала с ядром ^8Be и сделан вывод о переходе к прямой мультифрагментации с ростом полной энергии системы из трех α -частиц. В работе [31] на статистике 2757 неупругих взаимодействий не наблюдалось ни одного случая бинарного расщепления через единственно возможный канал $^{12}\text{C}^* \rightarrow ^6\text{Li} + ^6\text{Li}$.

В работе [18] исследовались “белые звезды” $^{16}\text{O}^* \rightarrow 4\alpha$ при большом уровне статистики (641 событие). При анализе угловых корреляций было получено указание на передачу системе фрагментов углового момента, а также несущественную роль каскадных распадов через ^8Be и $^{12}\text{C}^*$. В табл. 5 и 6 приведены результаты отбора “белых звезд” по выборке из 2159 взаимодействий ядер ^{16}O при энергии 3.65 (72 звезды) и при энергии 200 А ГэВ (86 звезд).

Мультифрагментация ядра ^{10}B

Продолжением исследований мультифрагментации легких четно-четных ядер с диссоциацией только на α -частицы является изучение вклада дейтронов в распады нечетно-нечетных ядер ^6Li

Таблица 7. Распределение по зарядовой топологии “белых звезд” при диссоциации ядер ^{10}B с энергией 1 А ГэВ

Z_f	4	3	—	—
$N_{Z=1}$	1	—	3	1
$N_{Z=2}$	—	1	1	2
N_{ev}	1	5	5	30

[19–22], ^{10}B [23–25] и ^{14}N . Роль дейтрона как кластера наиболее ярко проявилась в “белых звездах” ядер ^6Li при энергии 3.65 А ГэВ (доля распадов $^6\text{Li}^* \rightarrow d\alpha$ составляет 74%, $^6\text{Li}^* \rightarrow ^3\text{He}t^* - 13\%$, $^6\text{Li}^* \rightarrow tdp - 13\%$ [21]).

Топология “белых звезд” была исследована для ядер ^{10}B при энергии 1 А ГэВ. В табл. 7 приведено распределение по зарядовой топологии 41 “белой звезды” с угловым конусом для вторичных следов до 15° . Доля распадов $^{10}\text{B}^* \rightarrow d\alpha\alpha$ среди событий с зарядовой топологией 2 + 2 + 1 составила 40%. Вклад канала $^{10}\text{B}^* \rightarrow ^8\text{Be}d \rightarrow d\alpha\alpha$ оценен на уровне $18 \pm 3\%$. Распад нестабильного ядра ^9Be не является основным источником событий с такой топологией. На это указывает малая вероятность топологии 4 + 1 в распаде $^{10}\text{B}^* \rightarrow ^9\text{Be}p$, а также небольшой вклад ^8Be в $^{10}\text{B} \rightarrow ^8\text{Be}p$. Можно сделать вывод о решающей роли прямых трехтельных распадов с конфигурацией “белых звезд” 2 + 2 + 1. Таким образом, топология распада $^{10}\text{B}^* \rightarrow d\alpha\alpha$ проявляет аналогию с распадом $^{12}\text{C}^* \rightarrow 3\alpha$.

Для прояснения представлений о соотношении между прямым трехчастичным распадом и распадами через ^8Be было проведено облучение эмульсии релятивистским ядрами ^9Be . Пучок ядер ^9Be с импульсом 2 А ГэВ/с был сформирован на нуклотроне ОИЯИ при фрагментации $^{10}\text{B} \rightarrow ^9\text{Be}$. Процесс образования “белых звезд” с двумя α -частицами инициируется во фрагментации со срывом одного нейтрона. Анализ данных позволит судить о кластеризации в ядре ^9Be и вероятности образования ядра ^8Be . Это должно отразиться на выходе пар α -частиц через возбуждения $n-^8\text{Be}$ и $\alpha-n-\alpha$.

Мультифрагментация ядра ^{14}N

Представляется интересным выявить роль трехчастичных распадов, установленную для $^{10}\text{B}^* \rightarrow d\alpha\alpha$, $^{12}\text{C}^* \rightarrow 3\alpha$ и $^{16}\text{O}^* \rightarrow 4\alpha$, и расширить представления о кластеризации в ядрах с участием дейтронов. Для этого было выполнено облучение эмульсии ядрами ^{14}N с энергией 2.1 А ГэВ. Основной целью является изучение “белых звезд”

Таблица 8. Распределение по зарядовой топологии “белых звезд” при диссоциации ядер ^{14}N с энергией 2.1 А ГэВ

Z_f	6	5	5	4	3	3	—	—
$N_{Z=1}$	1	—	2	1	4	2	3	1
$N_{Z=2}$	—	1	—	1	—	1	2	3
N_{ev}	6	3	2	1	1	1	1	10

$^{14}\text{N}^* \rightarrow d\alpha\alpha\alpha$ в переднем конусе до 8° . К настоящему времени набрана статистика из 540 взаимодействий ядер азота с ядрами эмульсии, в том числе 25 “белых звезд”. Их распределение по зарядовой топологии представлено в табл. 8. Имеется указание на важную роль зарядовой конфигурации 2 + 2 + 2 + 1, связанной с распадом $^{14}\text{N}^* \rightarrow d\alpha\alpha\alpha$. Проявляется заметный вклад конфигурации 6 + 1, имеющий аналогию с событиями с отщеплением фрагментов с $Z = 1$ при диссоциации более тяжелых симметричных ядер.

Кластеризация с участием тритонов

Изучение “белых звезд” легких нечетно-четных стабильных ядер (^7Li , ^{11}B , ^{15}N и ^{19}F) может дать основу для включения в общую картину и тритонов. Установлено, что в “белых звездах” от релятивистских ядер ^7Li канал $^7\text{Li}^* \rightarrow t\alpha$ составляет в 50%, $^7\text{Li}^* \rightarrow dn\alpha - 30\%$ и $^7\text{Li}^* \rightarrow pmn\alpha - 20\%$ [25]. Как этап исследований, было выполнено облучение и начат анализ диссоциации ядер ^{11}B с энергией 1.2 А ГэВ. Основная задача эксперимента состоит в изучении “белых звезд” $^{11}\text{B}^* \rightarrow t\alpha\alpha$.

ПЕРСПЕКТИВЫ ИЗУЧЕНИЯ НЕЙТРОННО-ДЕФИЦИТНЫХ ИЗОТОПОВ C, B, N и Be

Поиск “тройного He-процесса” в распадах ^{11}C , ^{10}C и ^9C

^{11}B является дочерним ядром в β -распаде зеркального ядра ^{11}C . Поэтому вслед за изучением “белых звезд” $^{11}\text{B}^* \rightarrow t\alpha\alpha$ и $^{11}\text{B}^* \rightarrow ^7\text{Li}\alpha$ представляет интерес изучение роли ^3He в распадах ^{11}C . Распады по каналам $^{11}\text{C}^* \rightarrow ^3\text{He}\alpha\alpha$ и $^{11}\text{C}^* \rightarrow ^7\text{Be}\alpha$ могут иметь аналогию с каналами $^{12}\text{C}^* \rightarrow 3\alpha$ и $^{12}\text{C}^* \rightarrow ^8\text{Be}\alpha$. Кластеризация в распадах $^{12}\text{C}^* \rightarrow 3\alpha$ отражает известный “тройной α -процесс” при нуклеосинтезе в звездах. Наблюдение кластерных распадов $^{11}\text{C}^* \rightarrow ^3\text{He}\alpha\alpha$ дало бы основу для изучения возможной роли “тройного He-процесса” в нуклеосинтезе путем слияния

${}^3\text{He}\alpha\alpha$, т.е. в гелиевых средах со смешанным составом изотопов гелия.

Ядро ${}^{10}\text{C}$ образуется из ядра ${}^9\text{C}$ присоединением одного нейтрона. Однако добавление нейтрона, по-видимому, не приводит к образованию в основном состоянии ${}^{10}\text{C}$ кластеров в виде дейтрона или в виде ядра ${}^3\text{He}$. Образование двухкластерных структур в виде ядер ${}^7\text{Be}$ и ${}^3\text{He}$ или в виде ядра ${}^8\text{B}$ и дейтрона маловероятны из-за большой энергии связи таких кластеров в ядре ${}^{10}\text{C}$. В случае одного внешнего протона центральной частью ядра ${}^{10}\text{C}$ может служить нестабильное ядро ${}^9\text{B}$. В иной возможной структуре с двумя внешними протонами центральная часть ядра ${}^{10}\text{C}$ представляет другое, тоже нестабильное ядро ${}^8\text{Be}$. Такие структуры, по-видимому, должны быть сходны с бороминовскими структурами нейтронно-избыточных ядер. В данном случае внешние протоны удерживают ядро ${}^{10}\text{C}$ от распада на фрагменты.

Представляет интерес получить экспериментальные сведения о каналах ${}^{10}\text{C}^* \rightarrow {}^3\text{He}^3\text{He}\alpha$ и ${}^{10}\text{C}^* \rightarrow {}^7\text{Be}^3\text{He}$, что позволит сделать обобщение “тройного He-процесса”. В описанном выше облучении эмульсии ядрами ${}^{10}\text{B}$ нами уже наблюдались две “белые звезды”, интерпретируемые как ${}^{10}\text{B}^* \rightarrow {}^3\text{He}\alpha t \rightarrow ({}^{10}\text{C}^*)\pi^- \rightarrow \alpha^3\text{He}^3\text{He}\pi^-$. Они указывают на существование моды трехкластерного возбуждения ${}^{10}\text{C}$. Отметим как пример, что при изучении процесса перезарядки $t \rightarrow {}^3\text{He}$ на ядрах эмульсии была установлена высокая надежность его наблюдения [22].

Диссоциация ядра ${}^{10}\text{C}$ может происходить каскадным образом с образованием в промежуточном состоянии нестабильных промежуточных ядер ${}^9\text{B}$, ${}^8\text{Be}$ и ${}^6\text{Be}$. В таких распадах в конечном состоянии образуются по четыре заряженных фрагмента. Таким образом, возможно изучение распадов нестабильных ядер ${}^9\text{B}$, ${}^8\text{Be}$ и ${}^6\text{Be}$.

Процессы β -распада ${}^{11}\text{C} \rightarrow {}^{11}\text{B}$ и ${}^{10}\text{C} \rightarrow {}^{10}\text{B}$ ведут к образованию стабильных изотопов бора. Тем самым участие расширенного “тройного He-процесса” может сказываться на распространенности изотопов этого элемента в космических лучах и веществе. В настоящее время принят вариант возникновения бора путем расщепления более тяжелых ядер.

На нуклотроне ОИЯИ планируется формирование пучков ${}^{11}\text{C}$ и ${}^{10}\text{C}$ и облучение ими эмульсии. Для их генерации выбраны процессы перезарядки ${}^{11}\text{B} \rightarrow {}^{11}\text{C}$ и ${}^{10}\text{B} \rightarrow {}^{10}\text{C}$, а не фрагментация более тяжелых ядер, с тем чтобы подавить вклад от близких по ионизации ядер.

Из всех рассматриваемых ядер ядро ${}^9\text{C}$ имеет наибольшее отношение числа протонов к числу

нейтронов. Оно имеет один дополнительный протон относительно ядра ${}^8\text{B}$. Энергия связи этого протона значительно больше энергии связи внешнего протона в ядре ${}^8\text{B}$. Это может быть проявлением взаимодействия двух протонов, аналогичного взаимодействию внешних нейтронов в ядре ${}^6\text{He}$. Особенно интересным и актуальным является исследование вероятности распадов ${}^9\text{C}^* \rightarrow {}^3\text{He}^3\text{He}^3\text{He}$ по сравнению с ${}^9\text{C}^* \rightarrow {}^8\text{B}$, ${}^7\text{Be}$ и другими каналами распада. Следует отметить, что преимущества эмульсионной методики для изучения “белых звезд” проявляются тем полнее, чем больше отношение Z/N в исследуемом ядре, благодаря более полной наблюдаемости нуклонов от фрагментирующего ядра.

Слияние ${}^3\text{He}^3\text{He}^3\text{He} \rightarrow {}^6\text{Be}^3\text{He} \rightarrow {}^9\text{C}$ является еще одним вариантом “тройного He-процесса”. Его β -распад в зеркальное ядро ${}^9\text{B}$, не являющееся связанным, приводит к немедленному распаду ${}^9\text{B} \rightarrow p\alpha\alpha$. Таким образом, в звездной среде, содержащей изначально только ${}^3\text{He}$, может происходить наработка ${}^4\text{He}$. Образующееся ядро ${}^9\text{C}$ может при определенных астрофизических условиях участвовать в дальнейшем слиянии ${}^4\text{He}^9\text{C} \rightarrow {}^{13}\text{N}(\beta^+) \rightarrow {}^{13}\text{C}$.

При фрагментации ядра ${}^9\text{C} \rightarrow {}^8\text{C}$ происходит пересечение границы протонной стабильности. При этом появляется возможность исследования ядерных резонансных состояний по множественным каналам распада ${}^8\text{C} \rightarrow {}^3\text{He}^3\text{He}pp$, ${}^4\text{He}pppp$, которые обладают яркой сигнатурой. Не исключено, что их изучение может дать новое развитие физике слабосвязанных ядерных систем.

На нуклотроне ОИЯИ при ускорении ядер ${}^{12}\text{C}$ с импульсом 2 А ГэВ/с и интенсивностью около 10^9 ядер в цикл был сформирован пучок вторичных ядер с магнитной жесткостью, соответствующей отношению $Z/A = 2/3$. Получен материал для анализа взаимодействий ядер ${}^9\text{C}$ в эмульсии.

Кластеризация в распадах ядра ${}^8\text{B}$

Особенностью ядра ${}^8\text{B}$ является рекордно малая энергия связи одного из протонов. Поэтому наиболее вероятно, что у ядра ${}^8\text{B}$ имеется остов в виде ядра ${}^7\text{Be}$ и слабосвязанный протон, пространственное распределение которого во многом определяет значение радиуса ядра ${}^8\text{B}$.

Особенности структуры легких нейтронно-дефицитных ядер могут лежать в основе так называемых быстрых np -процессов захвата протонов. Например, наличие состояния типа протонного

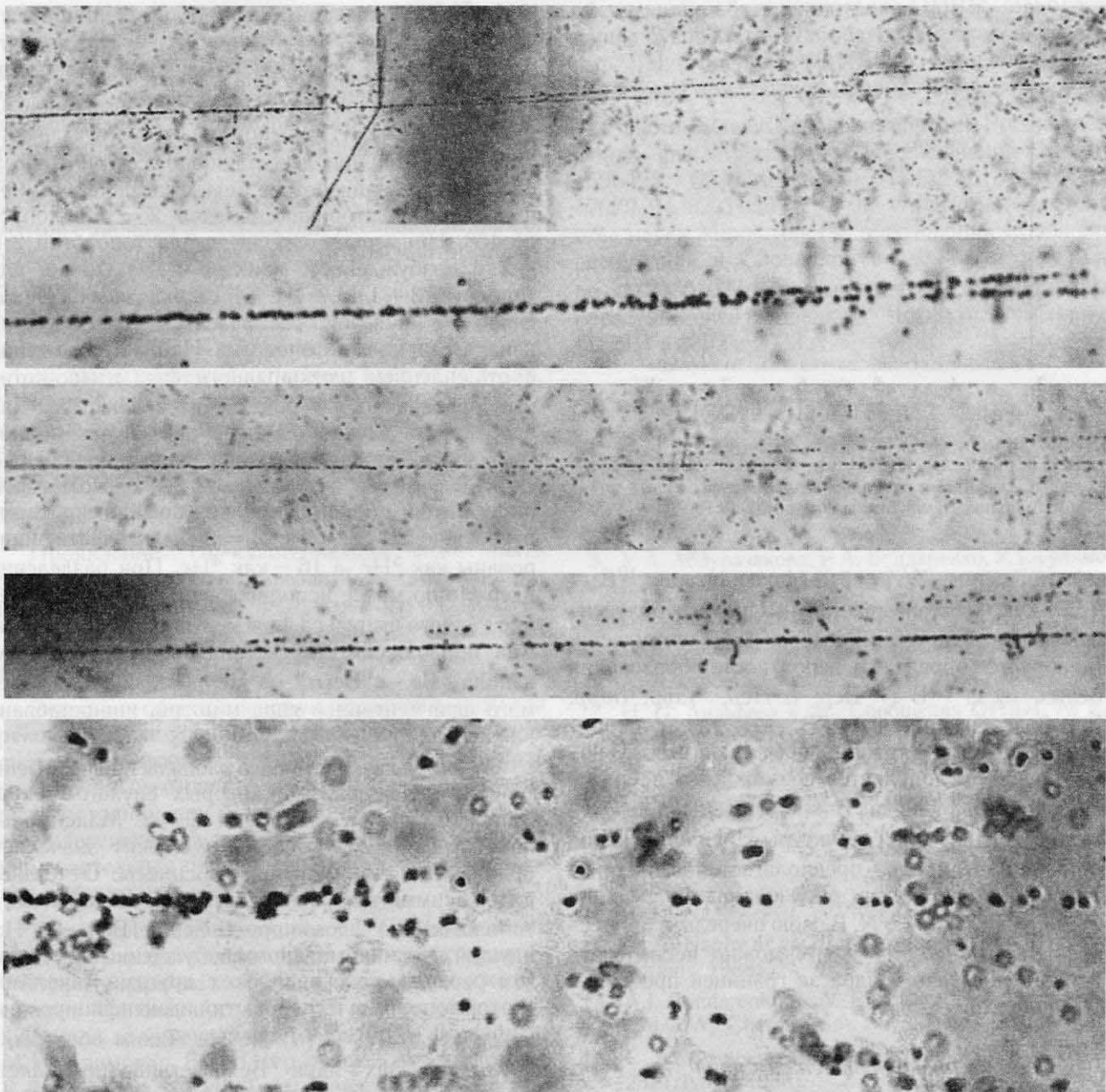


Рис. 2. Примеры событий периферической диссоциации ядра ${}^7\text{Be}$ с энергией 1.23 А ГэВ в эмульсии. На верхней фотографии — расщепление на два He-фрагмента с образованием двух осколков ядра мишени; на нижних последовательно — “белые звезды” с расщеплением на два He, на один He и два H, на один Li и один H и на четыре H.

гало [32] (сильно удаленного от остова ядра протона) может положительно сказываться на скорости синтеза легких радиоактивных ядер вдоль границы протонной стабильности, которые распадаются на стабильные изотопы. В частности, гало ${}^8\text{B}$ снижает кулоновское отталкивание при слиянии ядер ${}^3\text{He}\alpha p$ в смесях стабильных изотопов H и He в астрофизических системах. Образующееся ядро ${}^8\text{B}$ может или “дождаться” β^+ -распада,

или в определенных астрофизических сценариях участвовать в слияниях $\alpha{}^8\text{B} \rightarrow {}^{12}\text{N}(\beta^+) \rightarrow {}^{12}\text{C}$. Особенность этого процесса по сравнению с вариантом синтеза ${}^{12}\text{C}$ через ядро ${}^8\text{Be}$ состоит во много большем времени жизни ${}^8\text{B}$.

При ускорении на нуклотроне ОИЯИ ядер ${}^{10}\text{B}$ с импульсом 2 А ГэВ/с и интенсивностью около 10^8 ядер в цикл был сформирован пучок вторичных ядер с магнитной жесткостью соответствующей

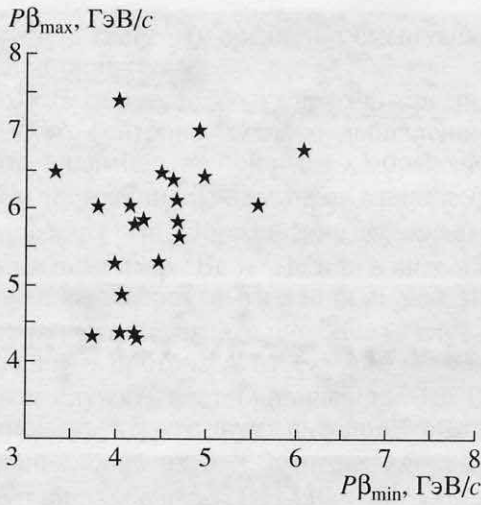


Рис. 3. Распределение "белых звезд" ядер ${}^7\text{Be}$ с энергией 1.23 А ГэВ с распадом на два He-фрагмента по минимальному и максимальному импульсам.

шей отношению $Z/A = 5/8$ (фрагментация ${}^{10}\text{B} \rightarrow {}^8\text{B}$, как предложено в [25]). Получен облученный материал по взаимодействиям ${}^8\text{B}$ в эмульсии. Планируется определить вероятности образования "белых звезд" ${}^8\text{B} \rightarrow {}^7\text{Be}p$, $\alpha^3\text{He}p$, ${}^6\text{Li}pp$, αdpp . При фрагментации ядра ${}^8\text{B} \rightarrow {}^7\text{B}$ также происходит пересечение границы протонной стабильности. При этом появляется возможность исследования каналов распада ${}^7\text{B} \rightarrow {}^3\text{He}{}^3\text{He}p$ (аналог ${}^9\text{B}$), ${}^4\text{He}ppp$. Для изучения структуры ${}^{12}\text{N}$ и прояснения роли ${}^8\text{B}$ в этом ядре предполагается выполнить облучение пучком ядер, образованных в реакции перезарядки ${}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{12}\text{N}$. В свою очередь, в процессе фрагментации ${}^{12}\text{N} \rightarrow {}^{11}\text{N}$ можно исследовать распады еще одного ядра за границей протонной стабильности.

Кластеризация в распадах ядра ${}^7\text{Be}$

Исследование фрагментации ядра ${}^7\text{Be}$ представляет интерес в связи с тем, что оно может являться остовом в ядре ${}^8\text{B}$. Представляет интерес сравнить в едином подходе кластерную структуру этого ядра с близкими по структуре ядрами ${}^6\text{Li}$

Таблица 9. Распределение по зарядовой топологии "белых звезд" при диссоциации ядер ${}^7\text{Be}$ с энергией 1.23 А ГэВ

Z_f	3	—	—	—
$N_{Z=1}$	1	4	2	—
$N_{Z=2}$	—	—	1	2
N_{ev}	7	2	38	28

[21] и ${}^7\text{Li}$ [25] по вероятностям образования "белых звезд" в каналах $\alpha^3\text{He}$ и ${}^6\text{Li}p$.

Эмульсия была облучена ядрами ${}^7\text{Be}$ с энергией 1.23 А ГэВ, пучок которых был сформирован на нуклотроне ОИЯИ на основе реакции перезарядки ${}^7\text{Li} \rightarrow {}^7\text{Be}$. При прослеживании по всем первичным следам было найдено 75 "белых звезд" с суммарным зарядом вторичных следов $Z = 4$ в конусе до 15° . Примеры таких звезд для топологий $2 + 2$ с возбуждением мишени и без, также для топологий $3 + 1$ и $1 + 1 + 1 + 1$ приведены на рис. 2. В табл. 9 приведено распределение этих звезд по каналам зарядовой топологии. Наблюдается канал с отщеплением однозарядного фрагмента, который однозначно интерпретируется как ${}^6\text{Li}p$. Как особенность можно отметить два случая полного разрушения ядра на однозарядные фрагменты. Для 36 событий с топологией $2 + 1 + 1$ методом определения полного импульса по многократному рассеянию 20 следов с $Z = 2$ были идентифицированы как ${}^3\text{He}$, а 16 — как ${}^4\text{He}$. При разделении ядер He по массе использовано граничное значение полного импульса фрагментов $P\beta = 5.1$ ГэВ/с. Как продолжение, представляет интерес анализ канала ${}^7\text{Be} \rightarrow {}^6\text{Be}(n) \rightarrow {}^4\text{He}pp(n)$, сопровождаемого фрагментацией ядра мишени, инициированной нейтроном.

На рис. 3 двухчастичные распады представлены точками, координатами которых служат полные импульсы фрагментов $P\beta$ с $Z = 2$. Максимальное значение $P\beta$ в событии служит значением ординаты, а минимальное — абсциссы. Отчетливо видна асимметрия распределения. В 22 событиях с топологией $2 + 2$ доминирует распад ${}^7\text{Be}^* \rightarrow \alpha^3\text{He}$, идущий при минимальном возбуждении над порогом распада, по сравнению с другими каналами. В этой топологии пять событий идентифицированы как распад ${}^7\text{Be}^* \rightarrow (n){}^3\text{He}{}^3\text{He}$. Таким образом, в "белых звездах" ядра ${}^7\text{Be}$ отчетливо проявляется кластеризация с образованием ядра ${}^3\text{He}$. Этот вывод позволяет поставить вопрос о проявлении кластеризации в соседних нейтронно-дефицитных ядрах.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе дан обзор экспериментальных наблюдений процессов мультифрагментации легких релятивистских ядер, полученных с помощью эмульсий. Были отобраны события типа "белая звезда", которые содержат только следы фрагментов релятивистского ядра и не содержат ни следов заряженных мезонов, ни следов фрагментов ядра-мишени. Для этих событий рассмотрена топология мультифрагментации.

Характерной особенностью зарядовой топологии при фрагментации ядер Ne, Mg, Si и S является практически полное подавление парных расщеплений ядер на фрагменты с зарядом >2 . Доминируют процессы с отделением одиночных фрагментов, протекающие при минимальных энергиях возбуждения. Возрастание степени фрагментации ядер проявляется в росте множественности фрагментов с зарядом $Z = 1$ и 2 при уменьшении заряда основной невозбужденной части фрагментирующего ядра.

В процессах мультифрагментации стабильных изотопов Li, B, C, N и O установлены особенности образования систем из легчайших ядер α , d и t . Так, в дополнение к α -кластеризации установлена кластеризация нуклонов в виде дейтронов в распадах ${}^6\text{Li}$ и ${}^{10}\text{B}$, а также в виде тритонов в распадах ${}^7\text{Li}$. Кроме того, для этих ядер установлена важная роль многочастичных диссоциаций.

Проявление ${}^3\text{He}$ -кластеризации может быть обнаружено в “белых звездах” от диссоциации нейтронно-дефицитных изотопов Be, B и C. Анализ “белых звезд” от ядер ${}^7\text{Be}$ указывает на проявление кластеризации ${}^3\text{He}$.

Эмульсии обеспечивают уникальную основу для реконструкции релятивистских многочастичных систем. Некоторые из таких систем могут играть роль начальных или промежуточных слабосвязанных состояний при слиянии более чем двух ядер в нуклеосинтезе в звездах. Описанная в работе наблюдательная основа может быть использована для поиска таких состояний.

В завершение нам бы хотелось вспомнить имена наших руководителей по исследованиям с релятивистскими ядрами, которых, к сожалению, уже нет с нами. Основы исследований в этом направлении были заложены академиком А.М. Балдиным. М.И. Адамович, В.И. Остроумов, З.И. Соловьева, К.Д. Толстов, М.И. Третьякова и Г.М. Чернов многие годы были лидерами исследований, выполненных методом ядерных эмульсий на пучках синхротрона ОИЯИ.

В основе представленных результатов лежит кропотливый визуальный поиск и измерения, в которые внесли особенный вклад лаборанты: А.В. Писецкая (ФИАН), Л.Н. Ткач (ПИЯФ), Н.А. Качалова, И.И. Сосильникова, А.М. Сосильникова и Г.В. Стельмах из ОИЯИ. И.И. Марьин (ОИЯИ) обеспечил обслуживание микроскопов. Проявка эмульсий была выполнена химической группой ЛВЭ ОИЯИ с высоким качеством. Ценный вклад в нашу работу был внесен специалистами Лаборатории высоких энергий им. В.И. Векслера и А.М. Балдина (ОИЯИ), которые

обеспечили работу нуклотрона ОИЯИ. Мы благодарны руководству Лаборатории ядерных реакций им. Г.Н. Флерова (ОИЯИ), которое оказало поддержку при срочном приобретении эмульсии.

Работа была поддержана грантами Российского фонда фундаментальных исследований № 96-1596423, 02-02-164-12а, 03-02-16134, 03-02-17079, 04-02-16593 и 04-02-17151; грантом агентства науки Министерства образования Словацкой республики и Словацкой академии наук VEGA по. 1/9036/02, а также грантами Полномочных представителей Словакии, Чехии и Румынии в ОИЯИ в 2002 и 2003 гг.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. M. I. Adamovich *et al.*, JINR Commun., No. E1-10838 (Dubna, 1977).
2. Сотрудничество (А. Марин и др.), ЯФ **32**, 1387 (1980).
3. У. А. Абдуразакова, Р. А. Бондаренко, У. Г. Гулямов, Г. М. Чернов, ЯФ **39**, 272 (1984).
4. В. В. Белага и др., ЯФ **58**, 2014 (1995).
5. В. В. Белага и др., Письма в ЖЭТФ **62**, 385 (1995).
6. А. И. Бондаренко и др., ЯФ **61**, 263 (1998).
7. Н. П. Андреева и др., Сообщения ОИЯИ, № P1-85-692 (Дубна, 1986).
8. M. Karabova *et al.*, Acta Phys.Slov. **36**, 238 (1986).
9. Сотрудничество (Н. П. Андреева и др.), ЯФ **47**, 157 (1988).
10. Н. П. Андреева и др., Письма в ЖЭТФ **47**, 20 (1988).
11. A. El-Naghy *et al.*, J. Phys. G **14**, 1125 (1988).
12. A. El-Naghy *et al.*, JINR Commun., No. E1-85-547 (Dubna, 1988).
13. A.I. Bondarenko, V. V. Rusakova, Dzh. A. Salomov, and G. M. Chernov, Sov. Phys. J. **34**, 400 (1991).
14. С. А. Краснов и др., Сообщения ОИЯИ, № P1-88-252 (Дубна, 1988).
15. Сотрудничество (Б. У. Амева и др.), ЯФ **51**, 1047 (1990).
16. M. I. Adamovich *et al.*, Z. Phys. A **351**, 311 (1995).
17. M. I. Adamovich *et al.*, Z. Phys. C **55**, 235 (1992).
18. Ф. А. Аветян и др., ЯФ **59**, 110 (1996).
19. Ф. Г. Лепехин, Д. М. Селиверстов, Б. Б. Симонов, ЯФ **58**, 881 (1995).
20. F. G. Lepekhin *et al.*, Eur. Phys. J. A **1**, 137 (1998).
21. М. И. Адамович и др., ЯФ **62**, 1461 (1999).
22. M. I. Adamovich *et al.*, Part. Nucl. and Lett. **110**, 29 (2003); nucl-ex/0206013.
23. V. Bradnova *et al.*, Few-Body Syst. Suppl. **14**, 241 (2003).
24. V. Bradnova *et al.*, ЯФ **66**, 1694 (2003).

25. М. И. Адамович и др., ЯФ **67**, 533 (2004).
 26. G. Baroni *et al.*, Nucl. Phys. A **516**, 673 (1990).
 27. G. Baroni *et al.*, Nucl. Phys. A **540**, 646 (1992).
 28. V. Efimov, Phys. Lett. B **32**, 563 (1970).
 29. F. Nunes, Comptes Rendus Physique **4**, 489 (2003).
 30. P. Schuck, H. Horiuchi, G. Ropke, and A. Tohsaki, Comptes Rendus Physique **4**, 537 (2003).
 31. В. Г. Богданов и др. Письма в ЖЭТФ **44**, 306 (1986).
 32. W. Schwab *et al.*, Z. Phys. A **350**, 283 (1995).

TOPOLOGY OF "WHITE STARS" IN RELATIVISTIC FRAGMENTATION OF LIGHT NUCLEI

N. P. Andreeva, V. Bradnova, S. Vokal, A. Vokalova, A. Sh. Gaitinov, S. G. Gerasimov, L. A. Goncharova, V. A. Dronov, P. I. Zarubin, I. G. Zarubina, A. D. Kovalenko, A. Kravchakova, V. G. Larionova, O. V. Levitskaya, F. G. Lepekhin, A. I. Malakhov, A. A. Moiseenko, G. I. Orlova, N. G. Peresadko, N. G. Polukhina, P. A. Rukoyatkin, V. V. Rusakova, N. A. Salmanova, V. R. Sarkisyan, B. B. Simonov, E. Stan, R. Stanoeva, M. M. Chernyavsky, M. Haiduc, S. P. Kharlamov, I. Tsakov, T. V. Schedrina
The BECQUEREL Collaboration

Experimental observations of the multifragmentation processes of light relativistic nuclei carried out by means of emulsions are reviewed. Events of the type of "white stars" in which the dissociation of relativistic nuclei is not accompanied by the production of mesons and the target-nucleus fragments are considered. A distinctive feature of the charge topology in the dissociation of the Ne, Mg, Si, and S nuclei is an almost total suppression of the binary splitting of nuclei to fragments with charges higher than two. The growth of the nuclear fragmentation degree is revealed in an increase in the multiplicity of singly and doubly charged fragments with decreasing charge of the nonexcited part of the fragmenting nucleus. The processes of dissociation of stable Li, Be, B, C, N, and O isotopes to charged fragments were used to study special features of the formation of systems consisting of the lightest α , d , and t nuclei. Clustering in form of the ^3He nucleus can be detected in "white stars" via the dissociation of neutron-deficient Be, B, C, and N isotopes.