

P1-2004-91

Сотрудничество BECQUEREL\*

ТОПОЛОГИЯ «БЕЛЫХ ЗВЕЗД»  
В РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ФРАГМЕНТАЦИИ  
ЛЕГКИХ ЯДЕР

Доклад на научной сессии-конференции секции ЯФ ОФН РАН  
«Физика фундаментальных взаимодействий»,  
ИТЭФ им. А. И. Алиханова, Москва, 1–5 марта 2004 г.;  
направлен в журнал «Ядерная физика»

---

\*Web-site: <http://becquerel.lhe.jinr.ru>

Сотрудничество BECQEREL:

Н. П. Андреева<sup>1</sup>, В. Бранова<sup>2</sup>, С. Вокал<sup>2,4</sup>, А. Вокалова<sup>2</sup>, А. Ш. Гайтинов<sup>1</sup>,  
С. Г. Герасимов<sup>3</sup>, Л. А. Гончарова<sup>3</sup>, В. А. Дронов<sup>3</sup>, П. И. Зарубин<sup>2\*</sup>,  
И. Г. Зарубина<sup>2</sup>, А. Д. Коваленко<sup>2</sup>, А. Кравчакова<sup>4</sup>, В. Г. Ларионова<sup>3</sup>,  
О. В. Левицкая<sup>5</sup>, Ф. Г. Лепехин<sup>5</sup>, А. И. Малахов<sup>2</sup>, А. А. Моисеенко<sup>6</sup>,  
Г. И. Орлова<sup>3</sup>, Н. Г. Пересадько<sup>3</sup>, Н. Г. Полухина<sup>3</sup>, П. А. Рукояткин<sup>2</sup>,  
В. В. Русакова<sup>2</sup>, Н. А. Салманова<sup>3</sup>, В. Р. Саркисян<sup>6</sup>, Б. Б. Симонов<sup>5</sup>,  
Е. Стан<sup>2,7</sup>, Р. Станоева<sup>2,8</sup>, М. М. Чернявский<sup>3</sup>, М. Хайдук<sup>7</sup>, С. П. Харламов<sup>3</sup>,  
И. Цаков<sup>8</sup>, Т. В. Щедрина<sup>2</sup>

---

<sup>1</sup>Физико-технический институт, Алма-Ата, Казахстан

<sup>2</sup>Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

<sup>3</sup>Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

<sup>4</sup>Университет им. П. Й. Шафарика, Кошице, Словакия

<sup>5</sup>Петербургский институт ядерной физики РАН, Гатчина, Россия

<sup>6</sup>Ереванский физический институт, Ереван, Армения

<sup>7</sup>Институт космических исследований, Магурель–Бухарест, Румыния

<sup>8</sup>Институт ядерных исследований и ядерной энергетики БАН, София, Болгария

\*E-mail: zarubin@lhe.jinr.ru

Андреева Н. П. и др. (сотрудничество BECQUEREL)  
Топология «белых звезд» в релятивистской фрагментации  
легких ядер

P1-2004-91

В работе представлены результаты экспериментальных наблюдений процессов мультифрагментации легких релятивистских ядер, полученные 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 бинарных расщеплений ядер на фрагменты с зарядом больше 2. Возрастание степени фрагментации ядра проявляется в росте множественности фрагментов с зарядом 1 и 2 при уменьшении заряда основного фрагмента.

В процессах диссоциации стабильных изотопов Li, Be, B, C, N и O на заряженные фрагменты изучены особенности образования систем из легчайших ядер  $\alpha$ ,  $d$  и  $t$ . Проявление  $^3\text{He}$ -кластеризации может быть обнаружено в «белых звездах» при диссоциации нейтронодефицитных изотопов Be, B, C и N.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий им. В. И. Векслера и А. М. Балдина ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2004

#### Перевод авторов

Andreeva N. P. et al. (BECQUEREL Collaboration)  
Topology of «White Stars» in Relativistic Fragmentation  
of Light Nuclei

P1-2004-91

In the present paper, experimental observation 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 2. 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 main non-excited 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 nuclei —  $\alpha$ ,  $d$  and  $t$ . Clustering of the  $^3\text{He}$  nucleus can be detected in «white stars» via the dissociation of neutron-deficient Be, B, C, and N isotopes.

The investigation has been performed at the Veksler and Baldin Laboratory of High Energies, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2004

## ВВЕДЕНИЕ

Зарядовая топология фрагментов, образованных 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, что соответствует неизменности спектра фрагментов при дальнейшем увеличении энергии соударения и изменении состава ядер мишени.

При исследовании мультифрагментации в релятивистской области энергий возможности наблюдения и спектроскопии конечных состояний, состоящих из заряженных фрагментов, определяются точностью угловых измерений. Благодаря наилучшему пространственному разрешению (0,5 мкм), в ядерной эмульсии достигается 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  $2 \cdot 10^{-3}$  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  ${}^{12}\text{C}$  [1–6],  ${}^{22}\text{Ne}$  [7–12],  ${}^{24}\text{Mg}$  [13],  ${}^{28}\text{Si}$  [14–16],  ${}^{16}\text{O}$  [17, 18],  ${}^6\text{Li}$  [19–22] и  ${}^{10}\text{B}$  [23–25] при энергиях порядка нескольких ГэВ на нуклон. При энергии 200 А ГэВ были исследованы процессы диссоциации ядер  ${}^{16}\text{O}$  и  ${}^{32}\text{S}$  [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.

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  ${}^{24}\text{Mg}$ ,  ${}^{14}\text{N}$  и  ${}^7\text{Be}$  результаты представлены впервые. Результаты по другим обсуждаемым ядрам получены на основе событий из ранее опубликованных данных, прошедших более жесткие критерии отбора. Облучения при энергиях порядка нескольких А ГэВ выполнены на синхрофазотроне и нуклотроне ОИЯИ, а при энергии 200 А ГэВ — в ЦЕРН.

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 импульса Ферми к импульсу на

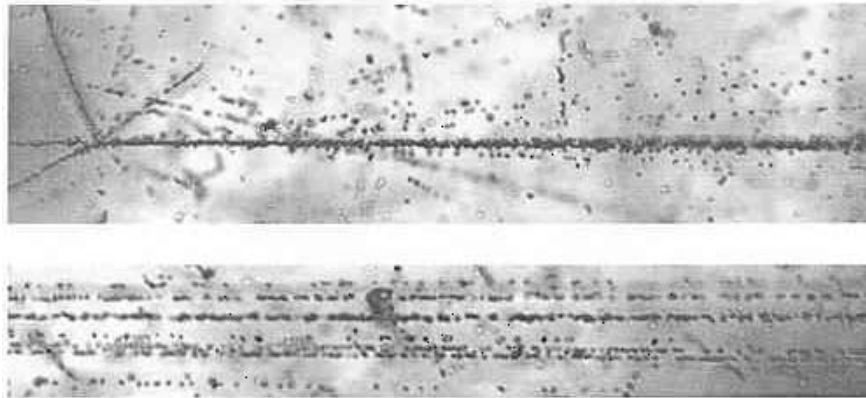


Рис. 1. Событие фрагментации ядра  $^{28}\text{Si}$  с энергией 3,65 А ГэВ в периферическом взаимодействии на ядре эмульсии. На верхнем фото видна вершина взаимодействия и струя фрагментов в узком угловом конусе вместе с четырьмя сопровождающими однозарядными частицами в широком конусе и тремя осколками ядра мишени. При смещении по направлению струи фрагментов (нижнее фото) можно различить три фрагмента Н и пять фрагментов Не. Интенсивный след на нижней фотографии (третий сверху) идентифицирован как очень узкая по углу пара фрагментов с  $Z=2$ , соответствующая распаду ядра  $^8\text{Be}$ . Трехмерный образ события реконструирован как плоская проекция с помощью автоматического микроскопа ФИАН комплекса ПАВИКОМ

нуклон первичного ядра. Следы релятивистских фрагментов долго остаются в одном эмульсионном слое, что достаточно для реконструкции непрерывного 3-мерного образа этой группы треков. В эмульсии возможна идентификация релятивистских изотопов водорода и гелия по массе через определение среднего угла рассеяния следов и связанного с ним полного импульса.

Величины продольных импульсов фрагментов на нуклон с точностью нескольких процентов равны импульсам нуклонов первичного ядра. Энергия возбуждения системы фрагментов определяется их множественностью и углами разлета. Она может быть определена как разность между инвариантной массой фрагментирующей системы и массой первичного ядра и составляет величину порядка нескольких 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 сильноионизирующих 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 обеспечивается для событий, которые не содержат следов и от фрагментов ядер мишени. Они образуются в случае минимальной передачи энергии фрагментирующему ядру. События такого типа из-за их вида называются «белыми звездами». Их доля от общего числа неупругих событий составляет несколько процентов. Название отражает не только внешний вид 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 в пучке от примеси 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 состояние квантового газа, состоящего из большого числа нуклонов и легчайших ядер вблизи энергетических порогов. Термин «легчайшие ядра» включает дейтроны, тритоны, ядра  ${}^3\text{He}$  и  ${}^4\text{He}$ , т. е. стабильные системы, не имеющие возбужденных состояний ниже порога распада на нуклоны.

Современный интерес к исследованию этих фазовых переходов 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 в [29]), бозе-конденсат разреженного газа  $\alpha$ -частиц в  $N\alpha$ -ядрах [30]). Процесс мультифрагментации, протекающий с адиабатической передачей возбуждения и без обмена нуклонами, может интерпретироваться как исчезновение кулоновского барьера вследствие одновременного увеличения расстояния между заряженными кластерами.

Изучение таких состояний в масштабах, характерных для нуклонной и

кластерной структуры ядра, представляет интерес для ядерной астрофизики. Например, благодаря существенному уменьшению кулоновского отталкивания в таких протяженных системах, они могут играть роль промежуточных состояний в процессах ядерного синтеза в звездах. Установленные топологии могут оказаться полезными для прояснения вариантов синтеза ядер как процессов, обратных процессам их фрагментации.

## 1. ОСОБЕННОСТИ ФРАГМЕНТАЦИИ ЯДЕР Ne, Mg, Si И S

**Мультифрагментация ядер  $^{24}\text{Mg}$ .** Поиск «белых звезд» при диссоциации ядер  $^{24}\text{Mg}$  с кинетической энергией 3,65 А ГэВ был выполнен методом отслеживания на микроскопах вдоль следа первичного ядра до вершин взаимодействия (см., например, работу [25]). Было найдено 83 события такого типа, в которых практически все вторичные следы находились в конусе до  $4^\circ$  от направления первичного следа. Величина заряда частицы, образующей след в эмульсии, определялась по плотности разрывов на следе и числу  $\delta$ -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.

**Таблица 1.** Распределение по зарядовой топологии «белых звезд» при диссоциации ядер  $^{24}\text{Mg}$  с энергией 3,65 А ГэВ

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

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

В табл. 1 присутствуют каналы образования «белых звезд», начиная с отделения одиночных одно- и двухзарядных фрагментов от «холодного остатка» 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  $\alpha$ -частицы,

что указывает на решающий вклад процесса мультифрагментации. Ранее при анализе 1666 взаимодействий было обнаружено только одно расщепление  $Mg^* \rightarrow V+N$  [31] без дополнительного испускания заряженных частиц. Доминирование процессов мультифрагментации, несмотря на их более высокие 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  $5^4He+^3He$ . Так как эти события сопровождаются одиночными осколками ядра-мишени, они не вошли в статистику табл. 1. Тем не менее они дают основания продолжить поиск  $6\alpha$ -конфигураций на больших длинах первичных следов ядер  $^{24}Mg$ .

**Мультифрагментация ядер  $^{22}Ne$ .** Особенности фрагментации ядра  $^{24}Mg$  можно сравнить 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 3,65 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  $^{22}Ne$ .

**Таблица 2. Распределение по зарядовой топологии «белых звезд» при диссоциации ядер  $^{22}Ne$  с энергией 3,65 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

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  $\alpha$ -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 трех градусов. Из них в двух событиях все следы находятся даже в пределах  $1^\circ$ . Эти находки еще раз указывают на уникальные возможности ядерных эмульсий по исследованию многочастичных систем, состоящих из легчайших ядер с минимальными относительными 4-скоростями (или относительными лоренц-факторами).



**Мультифрагментация ядер  $^{28}\text{Si}$  и  $^{32}\text{S}$ .** Выборка 116 «белых звезд» ядер  $^{28}\text{Si}$  с энергией 3,65 А ГэВ демонстрирует ту же особенность — переход к мультифрагментации (см. табл. 3), минуя бинарное расщепление [14]. В [31] на другой выборке из 1900 неупругих взаимодействий наблюдалось лишь одно событие  $\text{Si}^* \rightarrow \text{O}+\text{C}$ . Интересно, что переход к полному разрушению ядра  $^{28}\text{Si}$  происходит с нарастающим вкладом в конечные состояния изотопов водорода по отношению к изотопам гелия. Следует прояснить, является ли это следствием ослабления  $\alpha$ -кластеризации ядер с ростом  $A$ . Указанные результаты представляют выборку событий из ранее полученных данных [7, 14]. Вместе с тем эти работы содержат богатую информацию, полезную для планирования экспериментов с вариацией неупругости отбираемых соударений.

**Таблица 3. Распределение по зарядовой топологии «белых звезд» при диссоциации ядер  $^{28}\text{Si}$  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
$N_{Z=1}$	1	–	2	1	3	–	2	4	1	3	5	6	2	4	3	5	7
$N_{Z=2}$	–	1	–	1	–	2	1	–	2	1	–	–	2	1	2	1	–
$N_{ev}$	9	3	15	11	6	2	7	2	2	8	3	2	5	6	1	3	3

$Z_f$	6	6	6	6	5	5	4	–	–	–
$N_{Z=1}$	2	4	6	8	3	5	2	2	8	10
$N_{Z=2}$	3	2	1	–	3	2	4	6	3	2
$N_{ev}$	3	5	8	1	1	3	1	1	2	3

Приведем также результаты, полученные при облучении ядрами  $^{32}\text{S}$  с энергией 200 А ГэВ. В этом случае угловой конус фрагментации составляет величину  $0,5^\circ$ . Табл. 4 демонстрирует доминирование канала отделения изотопов водорода. Несмотря на статистическую ограниченность, в топологии 193 «белых звезд» проявляется мультифрагментация.

**Таблица 4. Распределение по зарядовой топологии «белых звезд» при диссоциации ядер  $^{32}\text{S}$  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

Представляет интерес исследовать топологию «белых звезд» для тяжелых ядер. В эмульсии, облученной ультрарелятивистскими ядрами свинца с энергией 160 А ГэВ в ЦЕРН, наблюдались единичные события полного разрушения ядер свинца. Однако детальное исследование в конусе фрагментации для тяжелых ядер лежит за возможностями даже эмульсионного метода. По-видимому, оно может быть осуществлено на интенсивных релятивистских

пучках тяжелых ядер методом измерения суммарной ионизации и потоков энергии в полном телесном угле.

## 2. ОСОБЕННОСТИ ФРАГМЕНТАЦИИ ЯДЕР В, С, N И O

**Мультифрагментация ядер  $^{12}\text{C}$  и  $^{16}\text{O}$ .** Вероятности образования и свойства систем из небольшого числа фрагментов с зарядами  $Z=1, 2$  можно изучать путем отбора «белых звезд» от фрагментации изотопов В, С, N и O. Детальная информация по мультифрагментации ядер этой группы может составить основу для понимания процессов в более тяжелых ядрах. Диссоциация ядер В, С в 3-частичные системы может протекать как через отделение легчайших ядер —  $\alpha$ -частиц, дейтронов, тритонов и ядер  $^3\text{He}$  — от остова в виде нестабильного ядра  $^8\text{Be}$ , так и через их 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  $^8\text{Be}$  и сделан вывод о переходе к прямой мультифрагментации с ростом полной энергии системы из трех  $\alpha$ -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 системам фрагментов углового момента, а также на несущественную роль каскадных распадов через  $^8\text{Be}$  и  $^{12}\text{C}^*$ .

В табл. 5 и 6 приведены распределения топологии «белых звезд», полученные для взаимодействий ядер  $^{16}\text{O}$  при энергии 3,65 (72 звезды) и 200 А ГэВ (86 звезд).

**Таблица 5. Распределение по зарядовой топологии «белых звезд» при диссоциации ядер  $^{16}\text{O}$  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
$N_{\text{ev}}$	18	7	21	2	10	1	1	9	3

**Таблица 6. Распределение по зарядовой топологии «белых звезд» при диссоциации ядер  $^{16}\text{O}$  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
$N_{\text{ev}}$	49	6	10	5	1	3	2	2	2	4	2

**Мультифрагментация ядра  $^{10}\text{В}$ .** Продолжением исследований мультифрагментации легких четно-четных ядер с диссоциацией только на  $\alpha$ -частицы является изучение вклада дейтронов в распады нечетно-нечетных ядер  $^6\text{Li}$  [19–22],  $^{10}\text{В}$  [23–25] и  $^{14}\text{N}$ . Роль дейтронов как кластера наиболее ярко проявилась в «белых звездах» ядер  $^6\text{Li}$  при энергии 3,65 А ГэВ (в [21]  $^6\text{Li}^* \rightarrow d\alpha$  — 74 %,  $^6\text{Li}^* \rightarrow ^3\text{He}t^*$  — 13 %,  $^6\text{Li}^* \rightarrow tdp$  — 13 %).

Топология «белых звезд» была исследована для ядер  $^{10}\text{В}$  при энергии 1,0 А ГэВ. В табл. 7 приведено распределение по зарядовой топологии 41 «белой звезды» с угловым конусом для вторичных следов до  $15^\circ$ . Доля распадов  $^{10}\text{В}^* \rightarrow d\alpha\alpha$  среди событий с зарядовой топологией 2+2+1 составила 40 %. Вклад канала  $^{10}\text{В}^* \rightarrow d^8\text{Ве}^{(*)} \rightarrow d\alpha\alpha$  оценен на уровне  $18 \pm 3$  %. Распад нестабильного ядра  $^9\text{В}$  не является основным источником событий с такой топологией. На это указывает малая вероятность топологии 4+1 в распаде  $^{10}\text{В}^* \rightarrow p^9\text{Ве}$ , а также небольшой вклад  $^8\text{Ве}$  в  $^{10}\text{В} \rightarrow p^8\text{Ве}$ . Можно сделать вывод о решающей роли прямых 3-тельных распадов с конфигурацией «белых звезд» 2+2+1. Таким образом, топология распада  $^{10}\text{В}^* \rightarrow d\alpha\alpha$  проявляет аналогию с распадом  $^{12}\text{С}^* \rightarrow 3\alpha$ .

**Таблица 7. Распределение по зарядовой топологии «белых звезд» при диссоциации ядер  $^{10}\text{В}$  с энергией 1 А ГэВ**

$Z_f$	4	3	–	–
$N_{Z=1}$	1	–	3	1
$N_{Z=2}$	–	1	1	2
$N_{\text{ев}}$	1	5	5	30

Было выполнено облучение эмульсии релятивистскими ядрами  $^9\text{Ве}$  для того, чтобы прояснить роль распадов через  $^8\text{Ве}$ . Пучок ядер  $^9\text{Ве}$  с импульсом 2 А ГэВ/с был сформирован на нуклотроне ОИЯИ при фрагментации  $^{10}\text{В} \rightarrow ^9\text{Ве}$ . Процесс образования «белых звезд» с двумя  $\alpha$ -частицами инициируется во фрагментации со срывом одного нейтрона. Анализ данных позволит судить о кластеризации в ядре  $^9\text{Ве}$  по соотношению выходов пар  $\alpha$ -частиц через возбуждения  $n-^8\text{Ве}$  и  $\alpha-n-\alpha$ .

**Мультифрагментация ядра  $^{14}\text{N}$ .** Представляет интерес выявить роль 3-частичных распадов, установленную для  $^{10}\text{В}^* \rightarrow d\alpha\alpha$ ,  $^{12}\text{С}^* \rightarrow 3\alpha$  и  $^{16}\text{О}^* \rightarrow 4\alpha$ , и расширить представления о кластеризации в ядрах с участием дейтронов. Для этого было выполнено облучение эмульсии ядрами  $^{14}\text{N}$  с энергией 2,1 А ГэВ. Основная цель состоит в изучении «белых звезд»  $^{14}\text{N}^* \rightarrow d\alpha\alpha\alpha$  в переднем конусе до  $8^\circ$ . 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 лидирующую роль зарядовой конфигурации 2+2+2+1, связанную с распадом  $^{14}\text{N}^* \rightarrow d\alpha\alpha\alpha$ . Проявляется заметная роль конфигурации 6+1, имеющая ана-

**Таблица 8. Распределение по зарядовой топологии «белых звезд» при диссоциации ядер  $^{14}\text{N}$  с энергией 2,1 А ГэВ**

$Z_f$	6	5	4	3	–	–
$N_{Z=1}$	1	2	1	4	3	1
$N_{Z=2}$	–	–	1	–	2	3
$N_{\text{ev}}$	6	3	1	1	2	12

логию 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 ( $^7\text{Li}$ ,  $^{11}\text{B}$ ,  $^{15}\text{N}$  и  $^{19}\text{F}$ ) может дать основу для включения в общую картину и тритонов. Установлено, что в «белых звездах» от релятивистских ядер  $^7\text{Li}$  канал  $^7\text{Li}^* \rightarrow \alpha t$  составляет 50%,  $^7\text{Li}^* \rightarrow \alpha dp$  — 30% и  $^7\text{Li}^* \rightarrow \alpha pnn$  — 20% [25]. Как следующий шаг выполнено облучение и ведется анализ диссоциации ядер  $^{11}\text{B}$  с энергией 1,2 А ГэВ. Основная задача эксперимента состоит в изучении «белых звезд»  $^{11}\text{B}^* \rightarrow t\alpha\alpha$ .

### 3. ПЕРСПЕКТИВЫ ИЗУЧЕНИЯ НЕЙТРОНОДЕФИЦИТНЫХ ИЗОТОПОВ Be, B, C, N

**Поиск «3Не-процесса» в распадах  $^{11}\text{C}$ ,  $^{10}\text{C}$  и  $^9\text{C}$ .**  $^{11}\text{B}$  является дочерним ядром в  $\beta$ -распаде зеркального ядра  $^{11}\text{C}$ . 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  $^3\text{He}$  в распадах  $^{11}\text{C}$ . 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 распадами по каналам  $^{12}\text{C}^* \rightarrow 3\alpha$  и  $^{12}\text{C}^* \rightarrow (^8\text{Be})\alpha$ . Кластеризация в распадах  $^{12}\text{C}^* \rightarrow 3\alpha$  отражает известный «3 $\alpha$ -процесс» в звездах. Наблюдение кластерных распадов  $^{11}\text{C}^* \rightarrow ^3\text{He}\alpha\alpha$  дало бы основу для изучения возможной роли «3Не-процесса» в нуклеосинтезе в звездах 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 маловероятно из-за большой энергии связи таких кластеров в ядре  $^{10}\text{C}$ . В случае одного внешнего протона центральной частью ядра может служить нестабильное ядро  $^9\text{B}$ . В другой возможной структуре с двумя внешними протонами центральная часть ядра представляет другое, тоже нестабильное ядро  $^8\text{Be}$ . Такие структуры, по-видимому, должны быть сходны с бороминовскими структурами нейтроноизбыточных ядер. В данном случае один или два внешних протона удерживают ядро  $^{10}\text{C}$  от распада на ядерные резонансы.

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 «3He-процесса». В описанном выше облучении эмульсии ядрами  $^{10}\text{B}$  нами уже наблюдались две «белые звезды», интерпретируемые как  $^{10}\text{B}^* \rightarrow \alpha t^3\text{He} \rightarrow (^{10}\text{C}^*)\pi^- \rightarrow \alpha^3\text{He}^3\text{He}\pi^-$ . Они указывают на существование моды 3-кластерного 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].

Распад ядра  $^{10}\text{C}$  может происходить каскадным образом через образование 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  $\beta$ -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 «3He-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. Это ядро 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  $^9\text{C}^* \rightarrow ^3\text{He}^3\text{He}$  по отношению к  $^9\text{C}^* \rightarrow p^8\text{B}$  и  $pp^7\text{Be}$ , а также другим каналам 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 «3He-процесса». Его  $\beta$ -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 в 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  $^8\text{C} \rightarrow$

$pp^3\text{He}^3\text{He}$ ,  $pppp^4\text{He}$ , 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 2,0 А ГэВ/с и интенсивностью около  $10^9$  ядер в цикл был сформирован пучок вторичных ядер с магнитной жесткостью, соответствующей отношению  $Z/A = 6/9$ . 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 нейтронодефицитных ядер могут лежать в основе так называемых быстрых  $rp$ -процессов захвата протонов. Например, наличие состояния типа протонного гало [32] может положительно сказываться на скорости синтеза легких радиоактивных ядер вдоль границы протонной стабильности. В частности, гало  $^8\text{B}$  снижает кулоновское отталкивание при слиянии ядер  $p^3\text{He}\alpha$  в смесях стабильных изотопов водорода и гелия в астрофизических системах. Образующееся ядро  $^8\text{B}$  может или «дождаться»  $\beta^+$ -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 2,0 А ГэВ/с и интенсивностью около  $10^8$  ядер в цикл был сформирован пучок вторичных ядер с магнитной жесткостью, соответствующей отношению  $Z/A = 5/8$  (фрагментация  $^{10}\text{B} \rightarrow ^8\text{B}$ , как предложено в [25]). Получен материал по взаимодействиям  $^8\text{B}$  в эмульсии. Планируется определить вероятности образования «белых звезд»  $^8\text{B} \rightarrow ^7\text{Be}$ ,  $\alpha^3\text{He}p$ ,  $^6\text{Li}pp$ ,  $\alpha dpp$ . При фрагментации ядра  $^8\text{B} \rightarrow ^7\text{B}$  также происходит пересечение границы протонной стабильности. При этом появляется возможность исследования каналов распада  $^7\text{B} \rightarrow p^3\text{He}^3\text{He}$  (аналог  $^9\text{B}$ ),  $ppp^4\text{He}$ . Для изучения структуры  $^{12}\text{N}$  и прояснения роли  $^8\text{B}$  предполагается выполнить облучение пучком, образованным 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  $^7\text{Be}$  заслуживает внимание, поскольку это ядро может являться остовом в ядре  $^8\text{B}$ . Представляет интерес сравнить в едином подходе кластерную структуру этого ядра с близкими по структуре ядрами  $^6\text{Li}$  [21] и  $^7\text{Li}$  [25] по вероятностям образования «белых звезд» в каналах  $\alpha^3\text{He}$  и  $p^6\text{Li}$ .

Эмульсия была облучена ядрами  $^7\text{Be}$  с энергией 1,23 А ГэВ, пучок которых был сформирован на нуклотроне ОИЯИ на основе реакции перезарядки

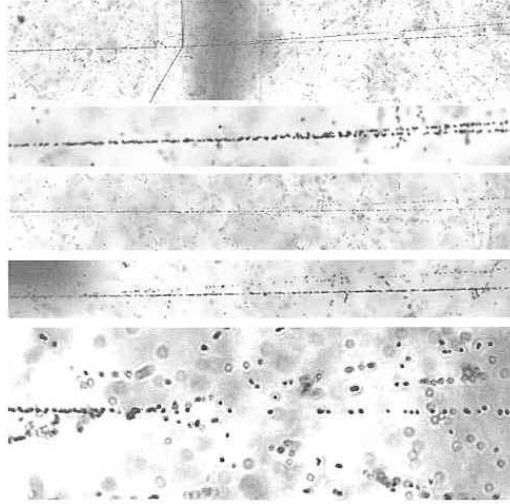


Рис. 2. Примеры событий периферической диссоциации ядра  ${}^7\text{Be}$  в эмульсии. На верхней фотографии — расщепление на два фрагмента He с образованием двух осколков ядра мишени. Ниже — «белые звезды» с расщеплением на 2He, на 1He и 2H, на 1Li и 1H и на 4H

${}^7\text{Li} \rightarrow {}^7\text{Be}$ . При прослеживании по всем первичным следам было найдено 75 «белых звезд» с суммарным зарядом вторичных следов, равным 4, в конусе до  $15^\circ$ . Примеры таких звезд для топологий 2+2 с возбуждением ядер мишени и без возбуждения, а также для топологий 3+1 и 1+1+1+1 приведены на рис. 2.

**Таблица 9. Распределение по зарядовой топологии «белых звезд» при диссоциации ядер  ${}^7\text{Be}$  с энергией 1,2 А ГэВ**

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

В табл. 9 приведено распределение этих звезд по каналам зарядовой топологии. Наблюдается канал с отщеплением однозарядного фрагмента, который однозначно интерпретируется как  $p{}^6\text{Li}$ . Как особенность можно отметить два случая полного разрушения ядра на однозарядные фрагменты. Из 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. Далее представляет интерес анализ канала  ${}^7\text{Be} \rightarrow {}^6\text{Be}(n) \rightarrow pp{}^4\text{He}(n)$ , 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 ординатой, а минимальное — абсциссой. 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  ${}^3\text{He}$ , что позволяет поставить вопрос о проявлении кластеризации в соседних нейтронодефицитных ядрах.

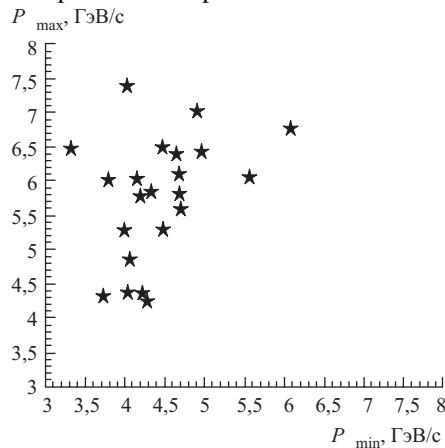


Рис. 3. Распределение «белых звезд» от  ${}^7\text{Be}$  с с энергией 1,23 А ГэВ/с с распадом на два фрагмента He по минимальному и максимальному импульсам

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлены результаты экспериментальных наблюдений процессов мультифрагментации легких релятивистских ядер, полученные 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.

Характерная особенность зарядовой топологии при фрагментации ядер Ne, Mg, Si и S состоит в практически полном подавлении парных расщеплений ядер на фрагменты с зарядом больше 2. Доминируют процессы с отделением одиночных фрагментов, протекающие при минимальных энергиях возбуждения. Возрастание степени фрагментации ядер проявляется в росте множественности фрагментов с зарядами 1 и 2 при уменьшении заряда основной невозбужденной части фрагментирующего ядра.



В процессах мультифрагментации стабильных изотопов Li, Be, B, C, N и O определены особенности образования систем из легчайших ядер  $\alpha$ ,  $d$  и  $t$ . Так, в дополнение к  $\alpha$ -кластеризации проявляется кластеризация нуклонов в виде дейтронов в распадах  ${}^6\text{Li}$  и  ${}^{10}\text{B}$ , а также тритонов в распадах  ${}^7\text{Li}$ . Кроме того, для этих ядер установлена важная роль многочастичных диссоциаций. Ведется анализ эмульсий, облученных релятивистскими изотопами  ${}^{14}\text{N}$  и  ${}^{11}\text{B}$ , для изучения этих типов кластеризации.

Проявление  ${}^3\text{He}$ -кластеризации может быть обнаружено в «белых звездах» от диссоциации нейтродефицитных изотопов Be, B, C и N. Выполнены облучения эмульсий ядрами  ${}^7\text{Be}$ ,  ${}^8\text{B}$  и  ${}^9\text{C}$  и запланированы облучения ядрами  ${}^{10}\text{C}$ ,  ${}^{11}\text{C}$  и  ${}^{12}\text{N}$ . 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 наши 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 наших 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.

Эта работа была поддержана грантами №№ 96-1596423, 02-02-164-12а, 03-02-16134, 03-02-17079 и 04-02-16593 Российского фонда фундаментальных исследований, грантом VEGA №1/9036/02 Агентства науки Министерства образования Словацкой Республики и Словацкой академии наук, а также грантами полномочных представителей правительств Словакии, Чехии и Румынии в ОИЯИ в 2002 и 2003 г.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *Adamovich M. I. et al.* JINR Communication E1-10838. Dubna, 1977.
2. *Марин А. и др.* // Ядерная физика. 1980. Т. 32. С. 1387.
3. *Абдуразакова У. А., Бондаренко Р. А., Гулямов У. Г., Чернов Г. М.* // Ядерная физика. 1984. Т. 39. С. 272.
4. *Белага В. В. и др.* // Ядерная физика. 1995. Т. 58. С. 2014; *Belaga V. V. et al.* // Phys. At. Nucl. 1995. V. 58. P. 1905.
5. *Белага В. В. и др.* // Письма в ЖЭТФ. 1995. Т. 62. С. 385; *Belaga V. V. et al.* // JETP Lett. 1995. V. 62. P. 395.
6. *Бондаренко А. И. и др.* // Ядерная физика. 1998. Т. 61. С. 263; *Bondarenko A. I. et al.* // Phys. At. Nucl. 1998. V. 61. P. 214.
7. *Андреева Н. П. и др.* Сообщение ОИЯИ P1-85-692. Дубна, 1985.
8. *Karabova M. et al.* // Acta Phys. Slov. 1986. V. 36. P. 238.
9. *Андреева Н. П. и др.* // Ядерная физика. 1988. Т. 47. С. 157; *Andreeva N. P. et al.* // Sov. J. Nucl. Phys. 1988. V. 47. P. 102.
10. *Андреева Н. П. и др.* // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т. 47. С. 20; *Andreeva N. P. et al.* // JETP Lett. 1988. V. 47. P. 23.
11. *El-Naghy A. et al.* // J. Phys. G. 1988. V. 14. P. 1125.
12. *Эль-Наги А. и др.* Сообщение ОИЯИ P1-85-547. Дубна, 1985.
13. *Bondarenko A. I., Rusakova V. V., Salomov Dzh. A., Chernov G. M.* // Sov. Phys. J. 1991. V. 34, No. 5. P. 400.
14. *Краснов С. А. и др.* Сообщение ОИЯИ P1-88-252. Дубна, 1988.
15. *Амеева Б. У. и др.* // Ядерная физика. 1990. Т. 51. С. 524; *Ameeva B. U. et al.* // Sov. J. Nucl. Phys. 1990. V. 51. P. 334.
16. *Adamovich M. I. et al.* // Z. Phys. A. 1992. V. 351. P. 311.
17. *Adamovich M. I. et al.* // Z. Phys. C. 1992. V. 55. P. 235.
18. *Андреева Н. П. и др.* // Ядерная физика. 1996. Т. 59. С. 110; *Andreeva N. P. et al.* // Phys. At. Nucl. 1996. V. 59. P. 102.
19. *Лепехин Ф. Г. и др.* // Ядерная физика. 1995. Т. 58. С. 881; *Lepikhin F. G. et al.* // Phys. At. Nucl. 1995. V. 58. P. 816.
20. *Lepikhin F. G. et al.* // Eur. Phys. J. A. 1998. V. 1. P. 137.

21. *Адамович М.И. и др. // Ядерная физика. 1999. Т. 62. С. 1461; Adamovich M.I. et al. // Phys. At. Nucl. 1999. V. 62. P. 1378.*
22. *Adamovich M.I. et al. // Part. Nucl., Lett. 2002. V. 110. P. 29; nucl-ex/0206013.*
23. *Bradnova V. et al. // Few-Body Systems Suppl. 2003. V. 14. P. 241.*
24. *Браднова В. и др. // Ядерная физика. 2003. Т. 66. С. 1694; Bradnova V. et al. // Phys. At. Nucl. 2003. V. 66. P. 1646.*
25. *Адамович М.И. и др. // Ядерная физика. 2004. Т. 67. С. 533; Adamovich M.I. et al. // Phys. At. Nucl. 2004. V. 67. P. 514.*
26. *Baroni G. et al. // Nucl. Phys. A. 1990. V. 516. P. 673.*
27. *Baroni G. et al. // Nucl. Phys. A. 1992. V. 540. P. 646.*
28. *Efimov V. // Phys. Lett. B. 1970. V. 32. P. 563.*
29. *Nunes F. // C. R. Physique. 2003. V. 4. P. 489.*
30. *Schuck P., Horiuchi H., Ropke G., and Tohsaki A. // C. R. Physique. 2003. V. 4. P. 537.*
31. *Богданов В.Г. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1986. Т. 44. С. 306.*
32. *Schwab W. et al. // Z. Phys. A. 1995. V. 350. P. 283.*

Получено 17 июня 2004 г.

Редактор *Е. В. Калининкова*

Подписано в печать 15.07.2004.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 1,13. Уч.-изд. л. 1,38. Тираж 400 экз. Заказ № 54522.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований  
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: [publish@pds.jinr.ru](mailto:publish@pds.jinr.ru)

[www.jinr.ru/publish/](http://www.jinr.ru/publish/)