

## ДИССОЦИАЦИЯ ЯДЕР $^{10}\text{C}$ С ЭНЕРГИЕЙ 1.2 А ГЭВ В ЯДЕРНОЙ ФОТОГРАФИЧЕСКОЙ ЭМУЛЬСИИ

© 2013 г. К. З. Маматкулов<sup>1),2)</sup>, Р. Р. Каттабеков<sup>1),3)</sup>, С. С. Аликулов<sup>2)</sup>,  
Д. А. Артеменков<sup>1)</sup>, Р. Н. Бекмирзаев<sup>2)</sup>, В. Брандова<sup>1)</sup>, П. И. Зарубин<sup>1)\*</sup>,  
И. Г. Зарубина<sup>1)</sup>, Н. В. Кондратьева<sup>1)</sup>, Н. К. Корнегруца<sup>1)</sup>, Д. О. Кривенков<sup>1)</sup>,  
А. И. Малахов<sup>1)</sup>, К. Олимов<sup>3)</sup>, Н. Г. Пересадько<sup>4)</sup>, Н. Г. Полухина<sup>4)</sup>,  
П. А. Рукояткин<sup>1)</sup>, В. В. Русакова<sup>1)</sup>, Р. Станоева<sup>1),5)</sup>, С. П. Харламов<sup>4)</sup>

Поступила в редакцию 21.03.2013 г.

Исследуется зарядовая топология фрагментации ядер  $^{10}\text{C}$  с энергией 1.2 А ГЭВ в ядерной эмульсии. В когерентной диссоциации ядер  $^{10}\text{C}$  около 82% событий принадлежат каналу  $^{10}\text{C} \rightarrow 2\alpha + 2p$ . Для этого канала представлены угловые распределения и корреляции образующихся фрагментов. Установлено, что среди событий  $^{10}\text{C} \rightarrow 2\alpha + 2p$  около 30% относятся к диссоциации через основное состояние нестабильного ядра  $^9\text{B}_{g.s}$  с последующими распадами  $^8\text{Be}_{g.s} + p$ .

DOI: 10.7868/S0044002713100176

Ускорение стабильных ядер и последующая сепарация продуктов их фрагментации и перезарядки позволяют создавать пучки релятивистских радиоактивных ядер. В то же время ядерная фотоэмульсия, облученная легкими релятивистскими ядрами, открывает новые возможности для изучения этих ядер благодаря полному наблюдению продуктов их фрагментации. Объединение указанных возможностей оказывается весьма продуктивным подходом для расширения исследований структуры ядер. Выводы относительно особенностей легких ядер основаны на вероятностях наблюдаемых каналов диссоциации и измерениях угловых распределений релятивистских фрагментов. Возможности спектроскопии конечных состояний фрагментации определяются прежде всего точностью угловых измерений. Угловое разрешение, обеспечиваемое методом ядерной эмульсии, является рекордным и составляет величину не хуже  $10^{-3}$  рад. Точность измерения импульсов фрагментов не столь критична, и при анализе предполагается сохранение релятивистскими фрагментами импульса на нуклон начального ядра. Данные о диссоциации ядер  $^{10}\text{C}$ ,

представленные в настоящей работе Сотрудничеством БЕККЕРЕЛЬ [1], позволяют сделать очередной шаг в исследовании кластерной структуры легких нейтронодефицитных ядер [2–6].

Ядро  $^{10}\text{C}$  представляет особый интерес как источник сведений о роли нестабильных ядер в кластерной структуре. Это ядро является единственным примером устойчивой структуры четырех кластеров, относимой к так называемому супербороминовскому типу, поскольку удаление одного из кластеров или нуклонов ведет к несвязанному состоянию. Порог образования несвязанной системы  $^{10}\text{C} \rightarrow 2\alpha + 2p$  равен 3.73 МэВ. Следующий порог диссоциации — 3.82 МэВ по каналу  $^8\text{Be}_{g.s} + 2p$ . Выбивание одного из протонов (порог 4.01 МэВ) приводит к образованию нестабильного ядра  $^9\text{B}$ , которое распадается на протон и ядро  $^8\text{Be}_{g.s}$ . При отделении от ядра  $^{10}\text{C}$   $\alpha$ -кластера возможно образование резонанса  $^6\text{Be}_{g.s}$  (порог 5.10 МэВ) с энергией распада 1.37 МэВ. Распад резонанса  $^6\text{Be}_{g.s}$  на резонанс  $^5\text{Li}_{g.s}$  невозможен, поскольку порог образования системы  $^5\text{Li}_{g.s} + p$  на 0.35 МэВ выше основного состояния  $^6\text{Be}$ . Кроме того, из-за малости энергетического “окна” (185 кэВ) невозможен распад  $^9\text{B}_{g.s} \rightarrow ^5\text{Li}_{g.s} + \alpha$ , порог которого на 1.5 МэВ выше основного состояния  $^9\text{B}_{g.s}$ . Поэтому резонансы  $^6\text{Be}_{g.s}$  и  $^5\text{Li}_{g.s}$  должны возникать непосредственно при диссоциации ядра  $^{10}\text{C}$ .

Стопка слоев ядерной эмульсии БР-2 была облучена в смешанном пучке ядер  $^7\text{Be}$ ,  $^{10}\text{C}$  и

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

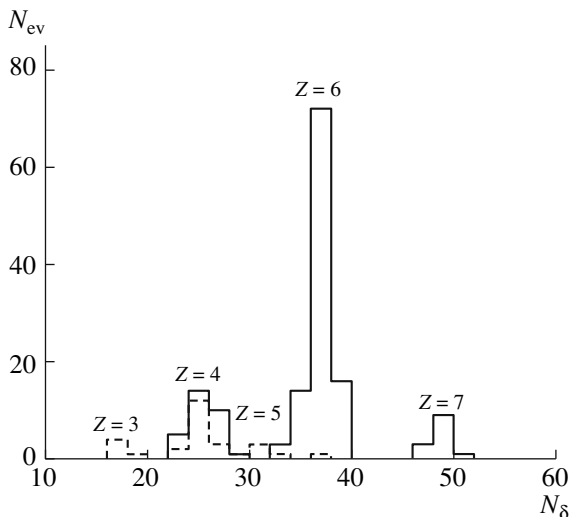
<sup>2)</sup>Джизакский педагогический институт, Республика Узбекистан.

<sup>3)</sup>Физико-технический институт АН Республики Узбекистан, Ташкент.

<sup>4)</sup>Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Москва.

<sup>5)</sup>Юго-западный университет, Благоевград, Болгария.

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



**Рис. 1.** Распределения числа треков пучковых ядер (сплошная гистограмма) и вторичных фрагментов (штриховая гистограмма) по числу  $\delta$ -электронов  $N_\delta$  на 1 мм длины в измеренных событиях в эмульсии, облученной смешанным пучком ядер  ${}^7\text{Be}$ ,  ${}^{10}\text{C}$  и  ${}^{12}\text{N}$ .

${}^{12}\text{N}$ , созданном путем отбора продуктов перезарядки и фрагментации ядер  ${}^{12}\text{C}$ , ускоренных до энергии 1.2 А ГэВ на нуклотроне ОИЯИ [7]. В слоях облученной эмульсии сканированием по следам ядер пучка проведен поиск взаимодействий с суммарным зарядом релятивистских фрагментов в событиях  $\sum Z_{\text{fr}} > 3$ . Классификация следов ядер пучка и вторичных фрагментов по заряду проводилась в анализируемых событиях по плотности  $\delta$ -электронов  $N_\delta$  (рис. 1). В таблице приведено распределение по зарядовой топологии 227 найденных событий  $N_{\text{ws}}$  с суммарным зарядом релятивистских фрагментов  $\sum Z_{\text{fr}} = 6$ , которые не сопровождались фрагментами мишени и рожденными мезонами (так называемые белые звезды). Такие события отно-

Распределение по зарядовой топологии фрагментов из “белых” звезд  $N_{\text{ws}}$  с суммарным зарядом релятивистских фрагментов  $\sum Z_{\text{fr}} = 6$  и событий  $N_{\text{tf}}$  с  $\sum Z_{\text{fr}} = 6$ , сопровождавшихся фрагментами мишени или рожденными мезонами

Канал	$N_{\text{ws}}, \%$	$N_{\text{tf}}, \%$
2He + 2H	186 (81.9)	361 (57.6)
He + 4H	12 (5.3)	160 (25.5)
3He	12 (5.3)	15 (2.4)
6H	9 (4.0)	30 (4.8)
Be + He	6 (2.6)	17 (2.7)
B + H	1 (0.4)	12 (1.9)
Li + 3H	1 (0.4)	2 (0.3)
${}^9\text{C} + n$	—	30 (4.8)

сятся к наиболее периферическим взаимодействиям на ядрах Ag и Вг. Для сравнения в таблице приведено распределение 627 событий фрагментации  ${}^{10}\text{C}$ , сопровождаемых фрагментами мишени  $N_{\text{tf}}$ .

На рис. 2 представлена макрофотография одной из “белых” звезд. На верхней фотографии отмечена вершина взаимодействия, в которой образовалась группа фрагментов. При смещении различаются два фрагмента H (средняя фотография) и два фрагмента He (нижняя фотография). След H с наибольшим углом отклонения от следа пучкового ядра возник в диссоциации  ${}^{10}\text{C} \rightarrow {}^9\text{B}_{\text{g.s.}} + p$ . Остальные следы соответствуют распаду несвязанного ядра  ${}^9\text{B}_{\text{g.s.}}$ . Пара следов He соответствует распаду другого несвязанного ядра  ${}^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$ .

Главная особенность распределения “белых” звезд  $\sum Z_{\text{fr}} = 6$  состоит в доминировании канала  $2\text{He} + 2\text{H}$ , что и ожидалось для изотопа  ${}^{10}\text{C}$ . Его вероятность составляет 82%. Каналам с более высокими порогами соответствует значительно меньшая вероятность. Эта картина существенно изменяется для событий  $N_{\text{tf}}$ , которые сопровождаются фрагментами мишени.

Угловые измерения следов проведены для 184 “белых” звезд  $2\text{He} + 2\text{H}$ . На рис. 3 представлены распределения по полярному углу вылета  $\theta$  фрагментов H и He. Параметры описывающих их распределений Рэля равны  $\sigma_{\theta\text{H}} = (51 \pm 3) \times 10^{-3}$  рад и  $\sigma_{\theta\text{He}} = (17 \pm 1) \times 10^{-3}$  рад. Эти величины согласуются со значениями статистической модели [8, 9]  $\sigma_{\theta p} \approx 47 \times 10^{-3}$  рад и  $\sigma_{\theta\alpha} \approx 19 \times 10^{-3}$  рад для фрагментов  ${}^1\text{H}$  и  ${}^4\text{He}$ .

Для разделения релятивистских изотопов H и He по массовому числу  $A_{\text{fr}}$  в эмульсионных экспериментах используют измерения величины произведения полного импульса частицы на скорость  $p\beta c$ . Его величина оценивается по среднему углу многократного кулоновского рассеяния. Относительная ошибка определения  $p\beta c$  составляет около 20–30%, что сравнимо с относительной разницей масс ядер  ${}^3\text{He}$  и  ${}^4\text{He}$  ( $\alpha$ -частиц). При определении величины  $p\beta c$  необходимо использовать следы длиной от 2 до 5 см. Это условие не позволяет в полном объеме использовать имеющуюся статистику взаимодействий. Была проведена идентификация изотопного состава фрагментов H и He в 16 “белых” звездах  $2\text{He} + 2\text{H}$  (рис. 4). Для сравнения приведено распределение измеренных значений  $p\beta c$  для фрагментов  ${}^3\text{He}$  из событий фрагментации  ${}^9\text{C} \rightarrow 3{}^3\text{He}$  [4]. Фрагменты  ${}^3\text{He}$  и  ${}^4\text{He}$  четко разделяются по  $p\beta c$ . Таким образом, оправданным является предположение о том, что в статистике “белых” звезд  $2\text{He} + 2\text{H}$  ядра He соответствуют

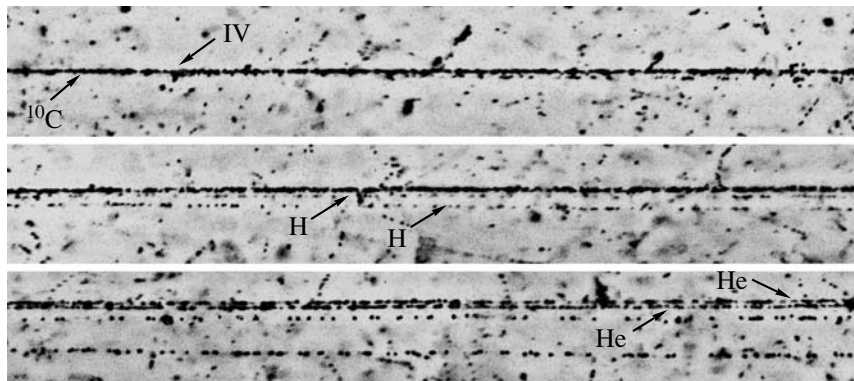


Рис. 2. Последовательные макрофотографии события диссоциации ядра  $^{10}\text{C}$  при энергии 1.2 А ГэВ; стрелками указаны след пучкового ядра  $^{10}\text{C}$ , вершина взаимодействия (IV, сверху) и следы фрагментов H и He.

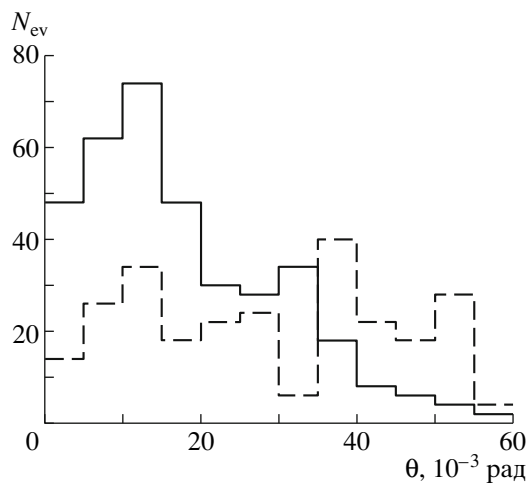


Рис. 3. Распределение фрагментов в "белых" звездах по полярному углу вылета  $\theta$  для канала  $^{10}\text{C} \rightarrow 2\text{He} + 2\text{H}$  (штриховая гистограмма — H, сплошная — He).

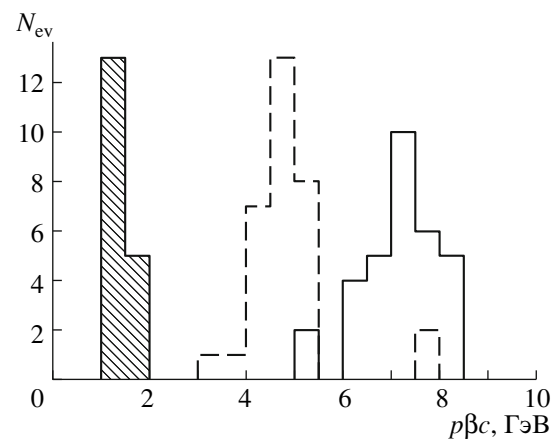


Рис. 4. Распределение по величине  $p\beta c$  фрагментов из "белых" звезд  $^{10}\text{C} \rightarrow 2\text{He} + 2\text{H}$  (сплошная гистограмма — He; заштрихованная гистограмма — H) и "белых" звезд  $^9\text{C} \rightarrow ^3\text{He}$  (штриховая гистограмма).

изотопам  $^4\text{He}$ , а ядра H — изотопам  $^1\text{H}$ . В целом зарядовая топология "белых" звезд  $\sum Z_{\text{fr}} = 6$  и доминирование в них изотопов  $^1\text{H}$  и  $^4\text{He}$  подтверждают правильность формирования пучка ядер  $^{10}\text{C}$ . Поэтому все наблюдавшиеся "белые" звезды  $\sum Z_{\text{fr}} = 6$  отнесены именно к диссоциации ядер  $^{10}\text{C}$ .

Измерения углов релятивистских фрагментов позволяют оценить их поперечные импульсы согласно выражению  $P_T \approx A_{\text{fr}} P_0 \sin \theta$ , где  $P_0$  — начальный импульс на нуклон, равный 2 А ГэВ/с. Векторные суммы компонент поперечных импульсов дают значения полного переданного импульса  $P_{T2\alpha2p}$ . Распределение этих событий по полному поперечному импульсу  $P_T$  (рис. 5) описывается распределением Рэля с параметром  $\sigma_{P_T}(2\alpha + 2p) = 161 \pm 13$  МэВ/с, значение которого характерно для дифракционной диссоциации [10].

Энергия возбуждения системы фрагментов определяется как разность между инвариантной

массой фрагментирующей системы и массой первичного ядра  $Q = M^* - M$ . Инвариантная масса

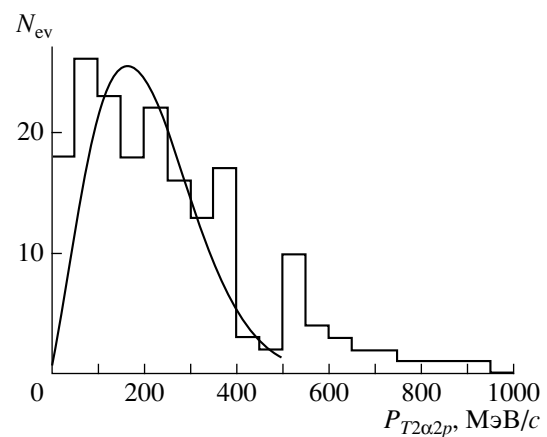
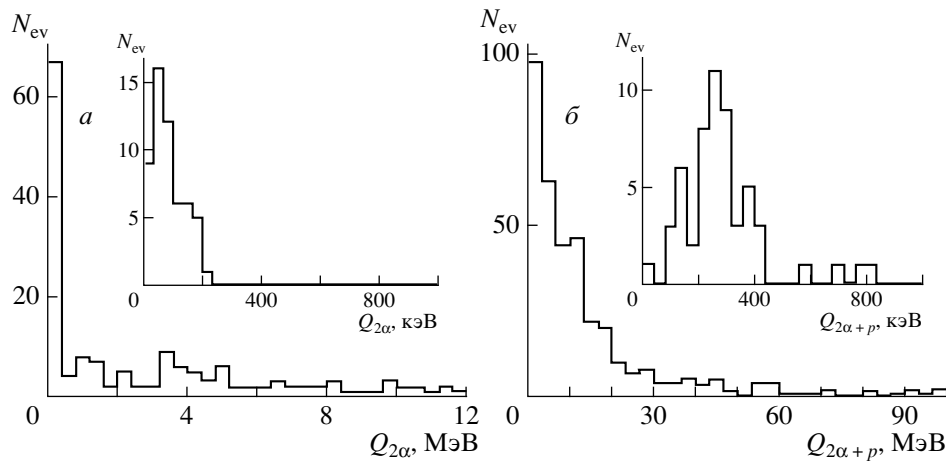
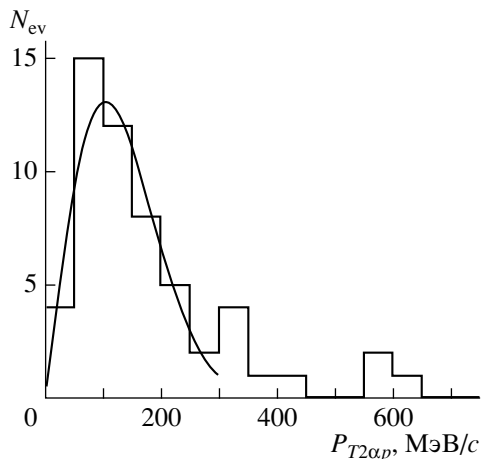


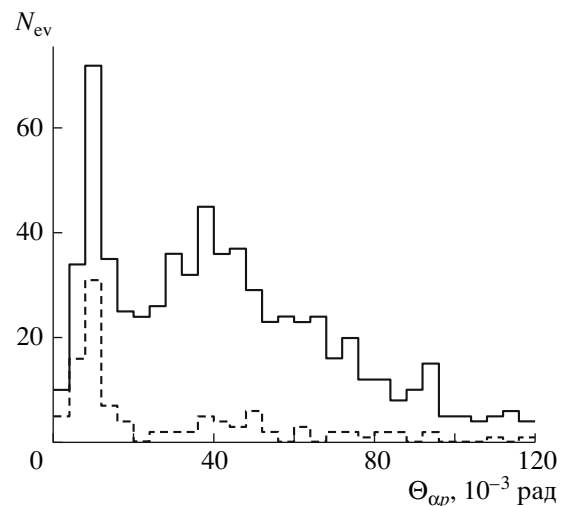
Рис. 5. Распределение по суммарному поперечному импульсу  $P_{T2\alpha2p}$  событий канала  $^{10}\text{C} \rightarrow 2\alpha + 2p$ ; кривая — распределение Рэля.



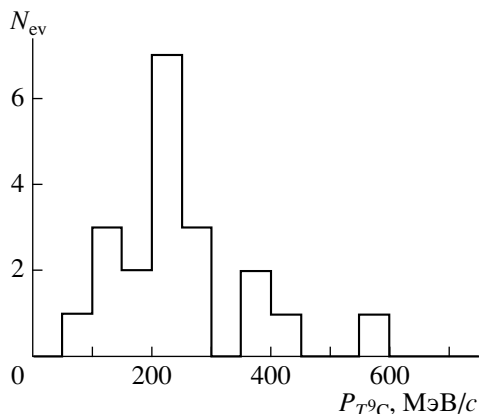
**Рис. 6.** Распределение событий  $^{10}\text{C} \rightarrow 2\alpha + 2p$  по энергии  $Q_{2\alpha}$  пар  $\alpha$ -частиц (а) и по энергии  $Q_{2\alpha+p}$  троек  $2\alpha + p$  (б); на вставках — увеличенные распределения  $Q_{2\alpha}$  и  $Q_{2\alpha+p}$ .



**Рис. 7.** Распределение по суммарному поперечному импульсу тройки  $P_{T2\alpha p}$  событий  $2\alpha + 2p$  с образованием ядра  $^9\text{Be}$ ; кривая — расчет по статистической модели.



**Рис. 9.** Распределение по углу разлета  $\Theta_{\alpha p}$  между фрагментами  $\alpha$  и  $p$  (сплошная гистограмма) и распределение  $\Theta_{\alpha p}$  с образованием  $^9\text{Be}$  и  $^8\text{Be}$  (штриховая гистограмма).

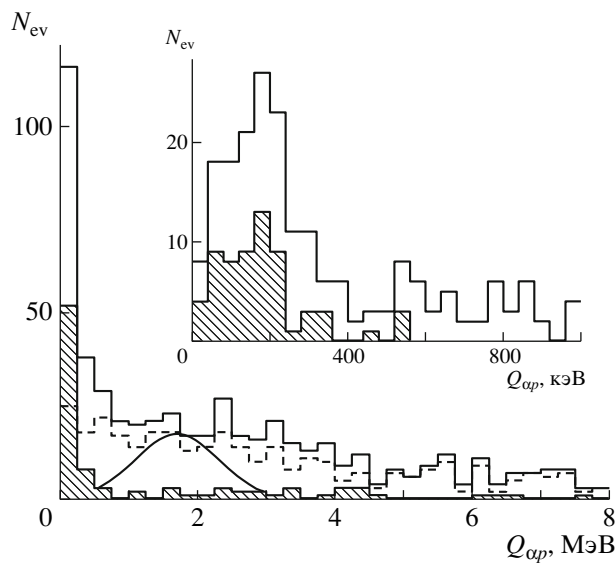


**Рис. 8.** Распределение по поперечному импульсу  $P_{T^9C}$  ядер  $^9\text{C}$  в реакции фрагментации  $^{10}\text{C} \rightarrow ^9\text{C}$ .

системы фрагментов  $M^*$  определяется на основе скалярного произведения  $M^{*2} = (\sum P_j)^2 = \sum (P_i \cdot$

$\cdot P_k)$ , где  $P_{i,k}$  — 4-импульсы фрагментов, определяемые в приближении сохранения импульса на нуклон родительского ядра. На рис. 6 приведено распределение событий канала  $^{10}\text{C} \rightarrow 2\alpha + 2p$  по энергии возбуждения  $Q_{2\alpha}$  для пар  $2\alpha$  и по энергии  $Q_{2\alpha p}$  для троек  $2\alpha p$ . Ранее анализ спектров  $Q_{2\alpha}$  при фрагментации релятивистских ядер  $^9\text{Be}$  позволил надежно выявить образование несвязанных ядер  $^8\text{Be}$  в основном и первом возбужденном состоянии [11, 12].

Как и в случае  $^9\text{Be} \rightarrow ^8\text{Be}_{g.s.}$ , для 68 “белых” звезд  $^{10}\text{C} \rightarrow 2\alpha + 2p$  наблюдаются  $\alpha$ -частичные пары с углами разлета, не превышающими  $10^{-2}$  рад. Распределение  $Q_{2\alpha}$  (рис. 6а) позволяет заключить, что в этих событиях образовались ядра



**Рис. 10.** Распределение по энергии возбуждения пар фрагментов  $\alpha$  и  $p$  в “белых” звездах  $^{10}\text{C} \rightarrow 2\alpha + 2p$ . Сплошная гистограмма — распределение всех комбинаций  $Q_{\alpha p}$ ; штриховая гистограмма —  $Q_{\alpha p}$  в событиях без образования  $^9\text{Be}$  и  $^8\text{Be}$ ; заштрихованная гистограмма —  $Q_{\alpha p}$  в событиях с образованием  $^9\text{Be}$  и  $^8\text{Be}$ ; кривая — ожидаемое положение резонанса  $^5\text{Li}$ ; на вставке — увеличенное распределение по  $Q_{\alpha p}$ .

$^8\text{Be}_{g.s}$  в основном состоянии, что подтверждается средним значением в них  $\langle Q_{2\alpha} \rangle = 63 \pm 30$  кэВ при  $\text{RMS} = 83$  кэВ (см. вставку на рис. 6а). В свою очередь распределение  $Q_{2\alpha p}$  (рис. 6б) указывает на то, что диссоциация  $^{10}\text{C} \rightarrow 2\alpha + 2p$  сопровождается образованием несвязанного ядра  $^9\text{Be}_{g.s}$  в основном состоянии. Средние значения  $\langle Q_{2\alpha p} \rangle = 254 \pm 18$  кэВ и  $\text{RMS} = 96$  кэВ (см. вставку на рис. 6б) близки к значениям энергии и ширины распада  $^9\text{Be}_{g.s} \rightarrow ^8\text{Be}_{g.s} + p$ . Наблюдается практически полное совпадение в возникновении  $^8\text{Be}_{g.s}$  ( $Q_{2\alpha} < 250$  кэВ) и  $^9\text{Be}_{g.s}$  ( $Q_{2\alpha p} < 500$  кэВ), что указывает на каскадный характер процесса  $^{10}\text{C} \rightarrow ^9\text{Be}_{g.s} \rightarrow ^8\text{Be}_{g.s}$ . Доля таких событий от статистики “белых” звезд  $^{10}\text{C} \rightarrow 2\alpha + 2p$  составила  $(30 \pm 4)\%$ . Можно заключить, что в кластерной структуре ядра  $^{10}\text{C}$  с вероятностью примерно 25% проявляется нестабильное ядро  $^9\text{Be}$ .

В пользу проявления ядра  $^9\text{Be}$  как компоненты структуры ядра  $^{10}\text{C}$  свидетельствует распределение по полному поперечному импульсу  $P_{T2\alpha p}$  троек  $2\alpha p$  из “белых” звезд  $^{10}\text{C} \rightarrow ^9\text{Be}$  (рис. 7). Для группы из 40 событий (73%) величина  $\sigma_{P_{T^9\text{Be}}}$  составляет  $92 \pm 15$  МэВ/с, что соответствует значению  $93$  МэВ/с, ожидаемому в статистической модели [8, 9]. В рамках этой модели радиус области испускания внешнего протона ядром  $^{10}\text{C}$  равен  $R_p = 2.3 \pm$

$\pm 0.4$  Фм, что не противоречит значению, извлеченному из данных по измерению неупругого сечения на основе модели геометрического перекрытия [13].

Оценки  $\sigma_{P_{T^9\text{Be}}}$  и  $R_p$  можно сравнить с данными по фрагментации ядра  $^{10}\text{C}$  в ядро  $^9\text{C}$ . К таким событиям отнесены взаимодействия, в которых образуются фрагменты ядер мишени и мезоны, а тяжелый фрагмент сохраняет заряд первичного ядра (см. таблицу). В 21 взаимодействии такого типа наблюдалось не более одной  $b$ - или  $g$ -частицы, что позволяет отнести их к случаям выбивания нейтронов из ядер  $^{10}\text{C}$ . На рис. 8 представлено распределение по поперечному импульсу ядер  $^9\text{C}$   $P_{T^9\text{C}}$ , которому соответствует  $\sigma_{P_{T^9\text{C}}} = 224 \pm 49$  МэВ/с. Таким образом, спектр  $P_{T^9\text{C}}$  ядер  $^9\text{C}$  оказывается существенно более жестким, чем спектр  $P_{T2\alpha p}$  для ядер  $^9\text{Be}$ . Этот факт связан с выбиванием нейтронов, существенно более сильно связанных, чем внешние протоны. Оценка радиуса области выбивания нейтрона по статистической модели составляет  $1.0 \pm 0.2$  Фм. Конечно, эта модель не учитывает кластеризацию нуклонов в ядре  $^{10}\text{C}$ . Тем не менее она дает указание на то, что пространственное распределение нейтронов в ядре  $^{10}\text{C}$  является более компактным, чем распределение протонов.

Распределение углов разлета  $\Theta_{\alpha p}$  для 736 пар  $\alpha p$  позволяет оценить вклад в диссоциацию  $^{10}\text{C}$  распадов резонанса  $^5\text{Li}_{g.s} \rightarrow \alpha + p$  (рис. 9). Его особенностями являются узкий пик и широкий максимум, проявляемые в распределении по энергии возбуждения  $Q_{\alpha p}$  пар  $\alpha p$  (рис. 10). Пик своим возникновением обязан распадам ядер  $^9\text{Be}$ . Пары  $\alpha p$  из области  $20 \times 10^{-3} < \Theta_{\alpha p} < 45 \times 10^{-3}$  рад группируются в области  $Q_{\alpha p}$ , отвечающей распадам  $^5\text{Li}$ . Их распределение описывается гауссианом со средним значением  $1.9 \pm 0.1$  МэВ и  $\sigma = 1.0$  МэВ, что согласуется с массой (1.7 МэВ) и шириной (1.0 МэВ) резонанса  $^5\text{Li}$ . Согласно гауссиану с параметрами резонанса (рис. 10), примерно 110 пар  $\alpha p$  можно отнести к распадам  $^5\text{Li}_{g.s}$ . Присутствует вклад со стороны меньших значений  $Q_{\alpha p}$  по отношению к максимуму, который, по-видимому, своим происхождением обязан распадам резонанса  $^6\text{Be}$ . Выделить сигнал резонанса  $^6\text{Be}$  не удалось.

Среди “белых” звезд наблюдались события  $\text{Be} + \text{He}$  и  $3\text{He}$  (см. таблицу), имеющие для ядра  $^{10}\text{C}$  пороги 15 и 17 МэВ. Идентификация фрагментов  $\text{He}$  по параметру  $p\beta c$  (рис. 11) подтверждает интерпретацию этих событий как  $^7\text{Be} + ^3\text{He}$  и  $2^3\text{He} + ^4\text{He}$  и не противоречит предположению о диссоциации именно ядер  $^{10}\text{C}$ . Заселение таких состояний требует перегруппировки нейтрона из

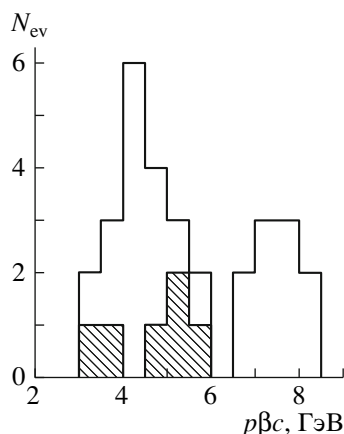


Рис. 11. Распределение по величине  $p\beta c$  фрагментов He из “белых” звезд, идентифицированных как  $2^3\text{He} + ^4\text{He}$  (сплошная гистограмма) и как  $^7\text{Be} + ^3\text{He}$  (заштрихованная гистограмма).

$\alpha$ -частичного кластера в формирующийся кластер  $^3\text{He}$ . Другая возможность состоит в присутствии в основном состоянии ядра  $^{10}\text{C}$  глубоко связанных кластерных состояний  $^7\text{Be} + ^3\text{He}$  и  $2^3\text{He} + ^4\text{He}$  с весом 8%. Распределение этих событий по полному поперечному импульсу  $P_T$  описывается распределением Рэля с параметрами  $\sigma_{P_T}(^7\text{Be} + ^3\text{He}) = 152 \pm 62$  МэВ/с и  $\sigma_{P_T}(2^3\text{He} + ^4\text{He}) = 204 \pm 65$  МэВ/с.

Уникальная кластерная структура ядра  $^{10}\text{C}$  приводит к особому характеру его диссоциации. При наиболее периферической диссоциации ядер  $^{10}\text{C}$  около 80% событий принадлежат каналу  $^{10}\text{C} \rightarrow 2\alpha + 2p$ . Кроме того, установлено, что около 30% из этих событий относятся к каскадному процессу диссоциации ядер  $^{10}\text{C}$  на  $^9\text{B}_{g.s.} + p$  с последующим распадом несвязанного ядра  $^9\text{B}$

на  $^8\text{Be}_{g.s.} + p$ . Полученные экспериментальные данные могут служить для разработки и проверки кластерной модели ядра  $^{10}\text{C}$ .

Эта работа выполнена при поддержке гранта Российского фонда фундаментальных исследований № 12-02-00067, а также грантов полномочных представителей Болгарии и Румынии и в ОИЯИ.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. The BECQUEREL Project, <http://becquerel.jinr.ru/>
2. Н. Г. Пересадько и др., ЯФ **70**, 1266 (2007) [Phys. Atom. Nucl. **70**, 1226 (2007)]; nucl-ex/0605014.
3. Р. Станоева и др., ЯФ **72**, 731 (2009) [Phys. Atom. Nucl. **72**, 690 (2009)]; arXiv: 0906.4220 [nucl-ex].
4. Д. О. Кривенков и др., ЯФ **73**, 2159 (2010) [Phys. Atom. Nucl. **73**, 2103 (2010)]; arXiv: 1104.2439 [nucl-ex].
5. D. A. Artemenkov *et al.*, Few-Body Syst. **50**, 259 (2011); arXiv: 1105.2374 [nucl-ex].
6. D. A. Artemenkov *et al.*, Int. J. Mod. Phys. E **20**, 993 (2011); arXiv: 1106.1748 [nucl-ex].
7. Р. Р. Каттабеков, К. З. Маматкулов, Д. А. Артеменков и др., ЯФ **73**, 2166 (2010) [Phys. Atom. Nucl. **73**, 2110 (2010)]; arXiv: 1104.5320 [nucl-ex].
8. H. Feshbach and K. Huang, Phys. Lett. B **47**, 300 (1973).
9. A. S. Goldhaber, Phys. Lett. B **53**, 306 (1974).
10. Н. Г. Пересадько, В. Н. Фетисов, Ю. А. Александров и др., Письма в ЖЭТФ **88**, 83 (2008) [JETP Lett. **88**, 75 (2008)]; arXiv: 1110.2881 [nucl-ex].
11. Д. А. Артеменков и др., ЯФ **70**, 1261 (2007) [Phys. Atom. Nucl. **70**, 1222 (2007)]; nucl-ex/0605018.
12. D. A. Artemenkov *et al.*, Few-Body Syst. **44**, 273 (2008).
13. A. Ozawa, T. Suzuki, and I. Tanihata, Nucl. Phys. A **693**, 32 (2001).

## DISSOCIATION OF 1.2 A GeV $^{10}\text{C}$ NUCLEI IN NUCLEAR TRACK EMULSION

K. Z. Mamatkulov, R. R. Kattabekov, S. S. Alikulov, D. A. Artemenkov, R. N. Bekmirzaev,  
V. Bradnova, P. I. Zarubin, I. G. Zarubina, N. V. Kondratieva, N. K. Kornegrutsa,  
D. O. Krivenkov, A. I. Malakhov, K. Olimov, N. G. Peresadko, N. G. Polukhina,  
P. A. Rukoyatkin, V. V. Rusakova, R. Stanoeva, S. P. Kharlamov

Charge topology of fragmentation of 1.2 A GeV  $^{10}\text{C}$  nuclei in nuclear track emulsion is studied. In coherent dissociation of  $^{10}\text{C}$  nuclei about 82% of events belong to the channel  $^{10}\text{C} \rightarrow 2\alpha + 2p$ . Angular distributions and correlations of produced fragments are presented for this channel. It is established that among events  $^{10}\text{C} \rightarrow 2\alpha + 2p$  about 30% correspond to dissociation via the ground state of the unbound nucleus  $^9\text{B}$  with subsequent decays  $^8\text{Be}_{g.s.} + p$ .