

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

© 2013 К. З. Маматкулов^{1),3)}, Р. Р. Каттабеков^{1),2)}, С. С. Аликулов³⁾,
Д. А. Артеменков¹⁾, Р. Н. Бекмирзаев³⁾, В. Браднова¹⁾, П. И. Зарубин^{1)*},
И. Г. Зарубина¹⁾, Н. В. Кондратьева¹⁾, Н. К. Корнегруца¹⁾, Д. О.
Кривенков¹⁾, А. И. Малахов¹⁾, К. Олимов²⁾, Н. Г. Пересадько⁴⁾, Н. Г.
Полухина⁴⁾, П. А. Рукояткин¹⁾, В. В. Русакова¹⁾, Р. Станоева^{1),5)}, С. П.
Харламов⁴⁾

Поступила в редакцию xx.xx.2012 г.

Исследуется зарядовая топология фрагментации ядер ^{10}C с энергией 1.2 А ГЭВ в ядерной эмульсии. В когерентной диссоциации ядер ^{10}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 $^9\text{B}_{\text{g.s.}}$ с последующими распадами $^8\text{Be}_{\text{g.s.}} + p$.

¹⁾Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия.

²⁾Физико-технический институт АН РУ, Ташкент, Узбекистан.

³⁾Джизакский педагогический институт, Джизак, Узбекистан.

⁴⁾Физический институт имени П. Н. Лебедева РАН, Москва.

⁵⁾Юго-западный университет, Благоевград, Болгария.

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

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 этих 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}C , представленные в настоящей работе сотрудничеством БЕККЕРЕЛЬ [1], составляют очередной шаг в исследовании кластерной структуры легких нейтронодефицитных ядер [2–6].

Ядро ^{10}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 ^9B , которое распадается на протон и ядро $^8\text{Be}_{g.s.}$. При отделении от ядра ^{10}C α -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 ${}^{12}\text{N}$, 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 событии $\Sigma Z_{fr} > 3$. Классификация следов ядер пучка и вторичных фрагментов по заряду проводилась в анализируемых событиях по плотности δ -электронов N_δ (рис. 1). В таблице приведено распределение по зарядовой топологии 227 найденных событий N_{ws} с суммарным зарядом релятивистских фрагментов $\Sigma Z_{fr} = 6$, которые не сопровождались фрагментами мишени и рожденными мезонами (так называемые «белые» звезды). Такие события относятся 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_{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 Н (средняя фотография) и два фрагмента Н (нижняя фотография). След Н с наибольшим углом отклонения от следа пучкового ядра возник в диссоциации ${}^{10}\text{C} \rightarrow {}^9\text{B}_{g.s.} + p$. Остальные следы соответствуют распаду несвязанного ядра ${}^9\text{B}_{g.s.}$. Пара следов He соответствует распаду другого несвязанного ядра ${}^8\text{Be}_{g.s.}$.

Главная особенность распределения «белых» звезд $\Sigma Z_{\text{fr}} = 6$ состоит в доминировании канала $2\text{He} + 2\text{H}$, что и ожидалось для изотопа ^{10}C . Его вероятность составляет 82%. Каналам с более высокими порогами соответствует значительно меньшая вероятность. Эта картина существенно изменяется для событий N_{fr} , 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 θ фрагментов H и He. Параметры описывающих их распределений Релея 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 ^1H и ^4He .

Для разделения релятивистских изотопов H и He по массовому числу A_{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 ^3He и ^4He (α -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 ^3He фрагментов из событий фрагментации $^9\text{C} \rightarrow 3^3\text{He}$ [4]. Фрагменты ^3He и ^4He 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 изотопам ^4He , а ядра H – ^1H . В целом, зарядовая топология «белых» звезд $\Sigma Z_{\text{fr}} = 6$ и доминирование в них изотопов ^1H и ^4He подтверждает правильность формирования пучка ядер ^{10}C . Поэтому все

наблюдавшиеся «белые» звезды $\Sigma Z_{fr} = 6$ отнесены именно к диссоциации ядер ^{10}C .

Измерения углов релятивистских фрагментов позволяют оценить их поперечные импульсы согласно выражению $P_T \approx A_{fr} P_0 \sin\theta$, где P_0 – начальный импульс на нуклон, равный $2 A$ 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 Релея с параметром $\sigma_{PT}(2\alpha + 2p) = (161 \pm 13)$ 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 системы фрагментов M^* определяется согласно на основе скалярного произведения $M^{*2} = (\sum P_j)^2 = \sum (P_i \cdot P_k)$, 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 2α и Q_{2ap} для троек $2ap$. Ранее анализ спектров $Q_{2\alpha}$ при фрагментации релятивистских ядер ^9Be позволил надежно выявить образование несвязанных ядер ^8Be 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 α -частичные пары с углами разлета не превышающими 10^{-2} рад. Распределение $Q_{2\alpha}$ (рис. 6а) позволяет заключить, что в этих событиях образовались ядра $^8\text{Be}_{g.s.}$ в основном состоянии, что подтверждается средним значением в них $\langle Q_{2\alpha} \rangle = (63 \pm 30)$ кэВ при RMS 83 кэВ (по вставке на рис. 6а). В свою очередь распределение Q_{2ap} (рис. 6б) указывает на то, что диссоциация $^{10}\text{C} \rightarrow 2\alpha + 2p$ сопровождается образованием несвязанного ядра $^9\text{B}_{g.s.}$ в основном состоянии. Среднее значение $\langle Q_{2ap} \rangle = (254 \pm 18)$ кэВ и RMS 96 кэВ (по вставке на рис. 6б) близки к значениям энергии и ширины распада $^9\text{B}_{g.s.} \rightarrow ^8\text{Be}_{g.s.} + p$. Наблюдается практически полное совпадение в возникновении $^8\text{Be}_{g.s.}$ ($Q_{2\alpha} < 250$ кэВ) и $^9\text{B}_{g.s.}$ ($Q_{2ap} < 500$ кэВ), что указывает на

каскадный характер процесса $^{10}\text{C} \rightarrow ^9\text{B}_{\text{g.s.}} \rightarrow ^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$. 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}C с вероятностью примерно 25% проявляется нестабильное ядро ^9B .

В пользу проявления ядра ^9B как компоненты структуры ядра ^{10}C свидетельствует распределение по полному поперечному импульсу $P_{T2\alpha p}$ троек $2\alpha p$ из «белых» звезд $^{10}\text{C} \rightarrow ^9\text{B}$ (рис. 7). Для группы из 40 событий (73%) величина $\sigma_{PT}(^9\text{B})$ составляет (92 ± 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}C равен $R_p = (2.3 \pm 0.4)$ Фм, что не противоречит значению, извлеченному из данных по измерению неупругого сечения на основе модели геометрического перекрытия [13].

Оценки $\sigma_{PT9\text{B}}$ и R_p можно сравнить с данными по фрагментации ядра ^{10}C в ядро ^9C . 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}C . На рис. 8 представлено распределение по поперечному импульсу ядер ^9C $P_{T9\text{C}}$, которому соответствует $\sigma_{PT9\text{C}} = (224 \pm 49)$ МэВ/с. Таким образом, спектр $P_{T9\text{C}}$ ядер ^9C оказывается существенно более жестким, чем спектр $P_{T2\alpha p}$ для ядер ^9B . Этот факт связан с выбиванием нейтронов, существенно более сильно связанных, чем внешние протоны. Оценка радиуса области выбивания нейтрона по статистической модели составляет (1.0 ± 0.2) Ферми. Конечно, эта модель не учитывает кластеризацию нуклонов в ядре ^{10}C . Тем не менее, она дает указание на то, что пространственное распределение нейтронов в ядре ^{10}C является более компактным, чем распределение протонов.

Распределение углов разлета $\Theta_{\alpha p}$ для 736 пар αp позволяет оценить вклад в диссоциацию ^{10}C распадов резонанса $^5\text{Li}_{\text{g.s.}} \rightarrow \alpha + p$ (рис. 9). Его

особенностями являются узкий пик и широкий максимум, проясняемые в распределении по энергии возбуждения Q_{ap} пар ap (рис. 10) Пик своим возникновением обязан распадам ядер ${}^9\text{B}$. Пары ap из области $20 \times 10^{-3} \text{ рад} < \Theta_{ap} < 45 \times 10^{-3} \text{ рад}$ группируются в области Q_{ap} , отвечающей распадам ${}^5\text{Li}$. Их распределение описывается гауссианом со средним значением $(1.9 \pm 0.1) \text{ МэВ}$ и $\sigma = 1.0 \text{ МэВ}$, 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 ap можно отнести к распадам ${}^5\text{Li}_{g.s.}$. Присутствует вклад со стороны меньших значений Q_{ap} 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 3He (см. таблицу), имеющие для ядра ${}^{10}\text{C}$ пороги 15 и 17 МэВ. Идентификация фрагментов 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 α -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 Релея с параметрами $\sigma_{PT}({}^7\text{Be} + {}^3\text{He}) = (152 \pm 62) \text{ МэВ}/c$ и $\sigma_{PT}(2{}^3\text{He} + {}^4\text{He}) = (204 \pm 65) \text{ МэВ}/c$.

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.
4. Д. О. Кривенков и др., ЯФ **73**, 2159 (2010) [Phys. Atom. Nucl. **73**, 2103 (2010)]; arXiv:1104.2439.
5. D. A. Artemenkov *et al.*, Few Body Syst. **50**, 259 (2011); arXiv:1105.2374.
6. D. A. Artemenkov *et al.*, Int. J. Mod. Phys. E **20**, 993 (2011); arXiv: 1106.1749.
7. Р. Р. Каттабеков, К. З. Маматкулов и др., ЯФ **73**, 2166 (2010) [Phys. Atom. Nucl. **73**, 2110 (2010)]; arXiv:1104.5320.
8. H. Feshbach and K. Huang, Phys. Lett. **47B**, 300 (1973).
9. A. S. Goldhaber, Phys. Lett. **53B**, 306 (1974).
10. Н. Г. Пересадько, В. Н. Фетисов и др., Письма в ЖЭТФ **88**, 83(2008) [JETP Lett. **88**, 75(2008)]; arXiv: 1110.2881.
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. **A693**, 32(2001).

DISSOCIATION OF 1.2 A GeV ^{10}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}C nuclei in nuclear track emulsion is studied. In coherent dissociation of ^{10}C nuclei about 82% of events belong to the channel $^{10}\text{C} \rightarrow 2\alpha + 2p$, while just in about 4% of events fragments with charges greater than two are observed. 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 ^9B with subsequent decays $^8\text{Be}_{\text{g.s.}} + p$.

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

| Канал | $N_{ws}, \%$ | $N_{tf}, \%$ |
|--------------------|--------------|--------------|
| 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) |

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

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

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 Н и He.

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

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

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

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

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

Рис. 8. Распределение по поперечному импульсу $P_{T9\text{C}}$ ядер ${}^9\text{C}$ в реакции фрагментации ${}^{10}\text{C} \rightarrow {}^9\text{C}$.

Рис. 9. Сплошная гистограмма – распределение по углу разлета $\Theta_{\alpha p}$ между фрагментами α и p ; штриховая гистограмма – распределение $\Theta_{\alpha p}$ с образованием ${}^9\text{B}$ и ${}^8\text{Be}$.

Рис. 10. Распределение по энергии возбуждения пар фрагментов α и p в «белых звездах» ${}^{10}\text{C} \rightarrow 2\alpha + 2p$. Сплошная гистограмма – распределение всех

комбинаций Q_{ap} ; штриховая гистограмма Q_{ap} в событиях без образования ${}^9\text{B}$ и ${}^8\text{Be}$; заштрихованная гистограмма – Q_{ap} в событиях с образованием ${}^9\text{B}$ и ${}^8\text{Be}$; линией указано ожидаемое положение резонанса ${}^5\text{Li}$; на вставке – увеличенное распределение по Q_{ap} .

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).

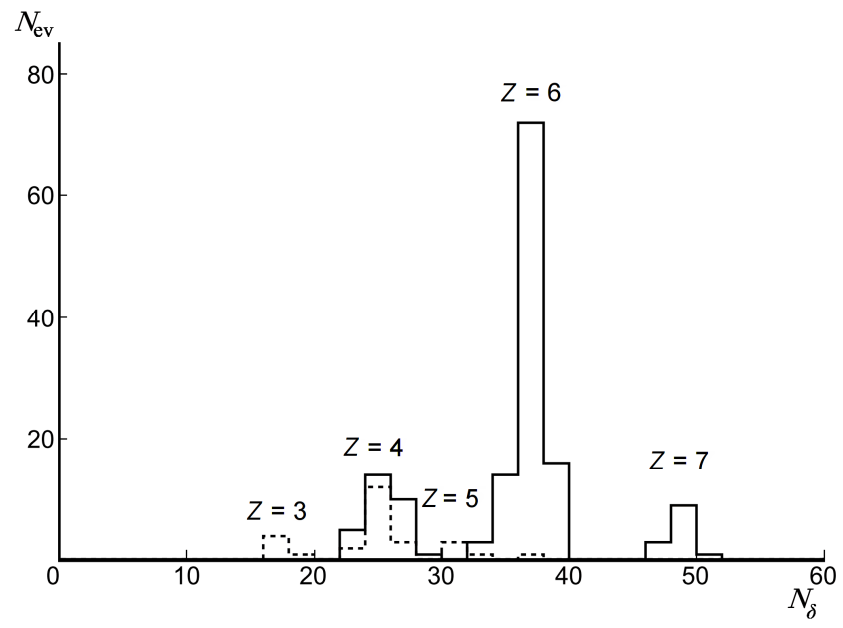


Рис. 1.

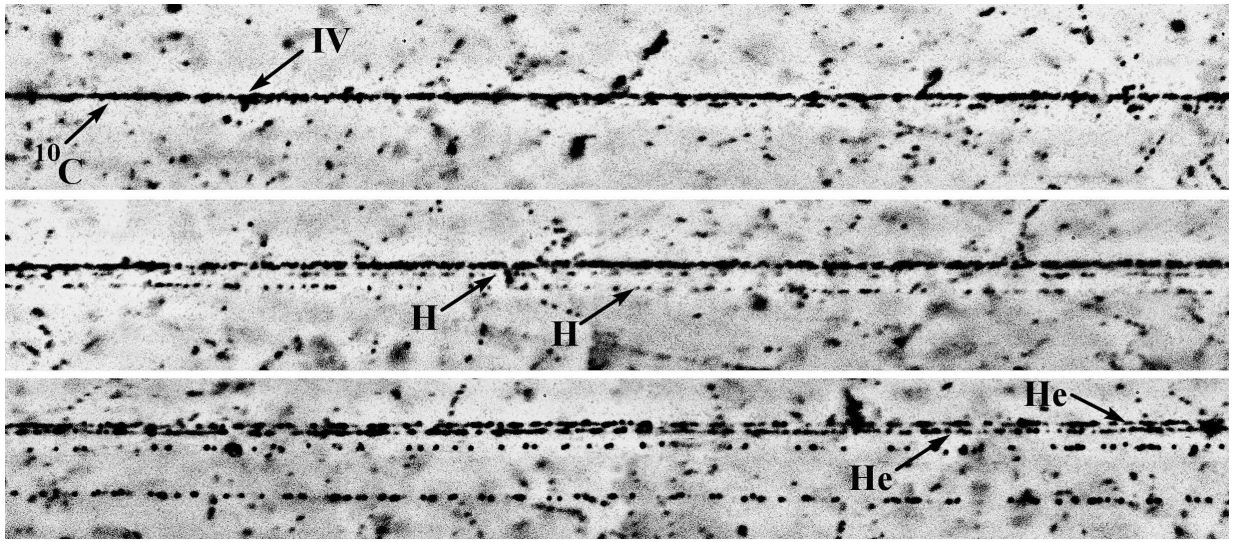


Рис. 2.

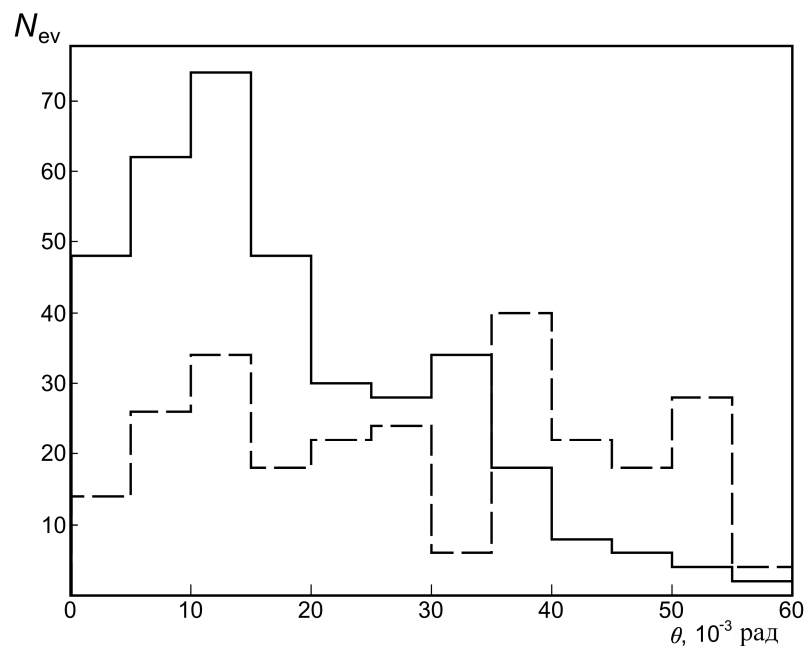


Рис. 3.

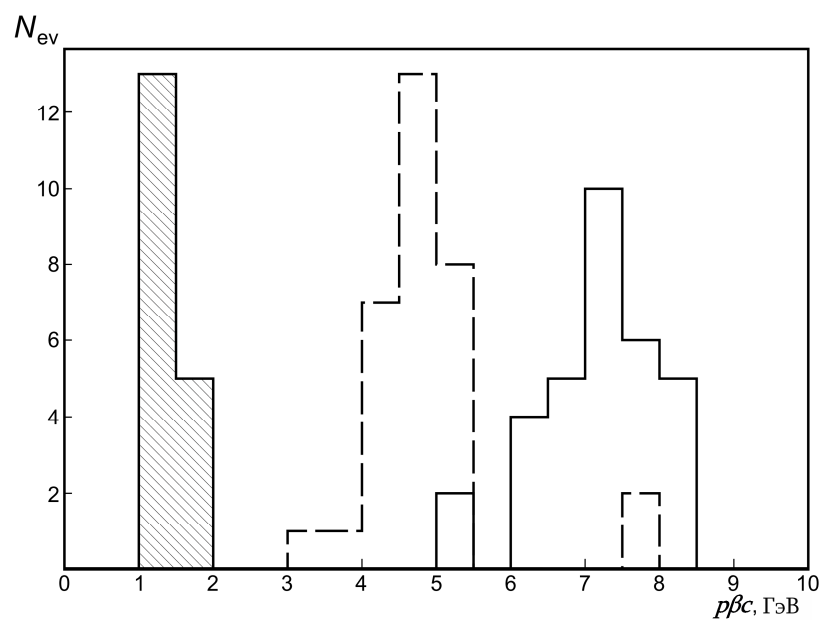


Рис. 4.

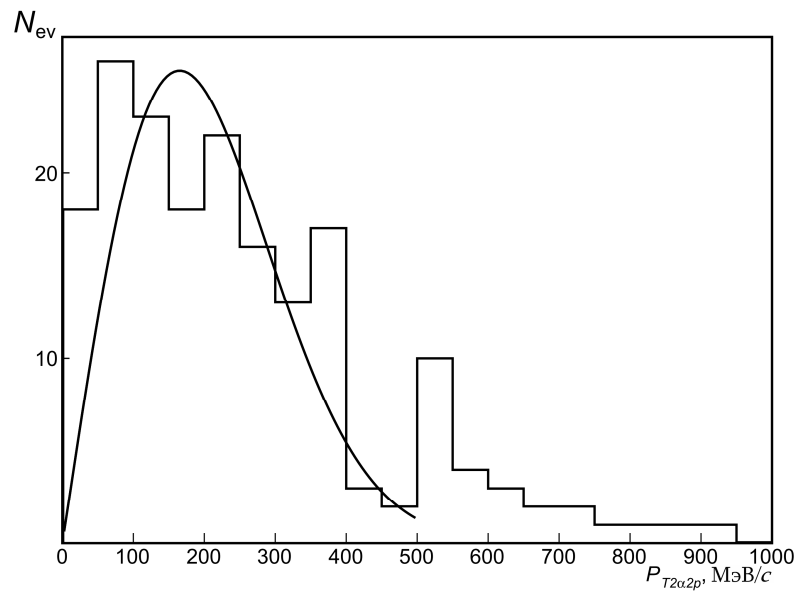


Рис. 5.

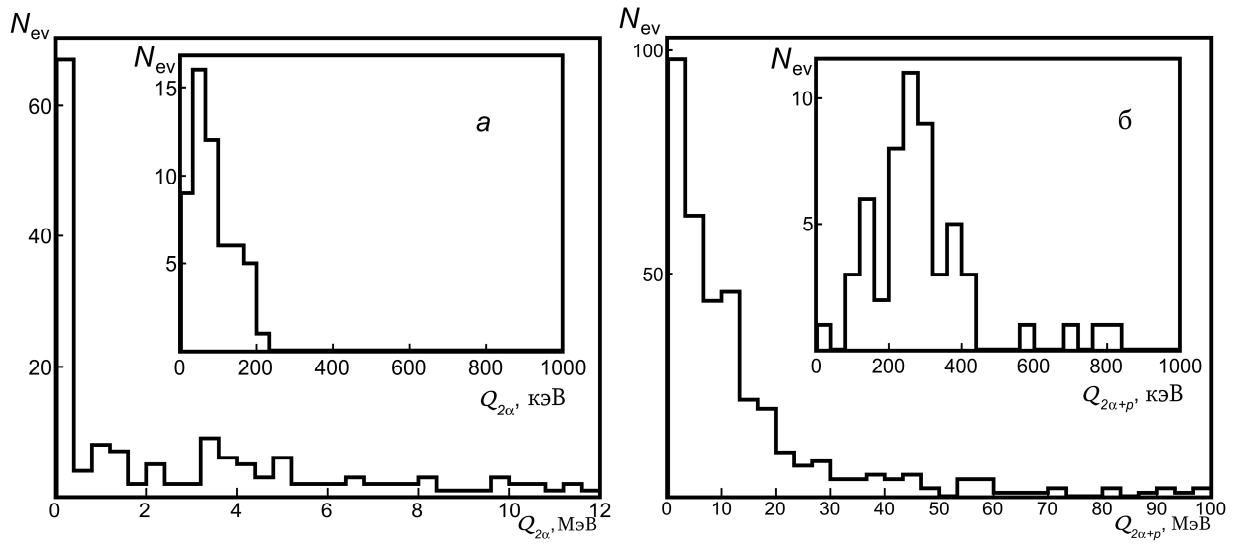


Рис. 6.

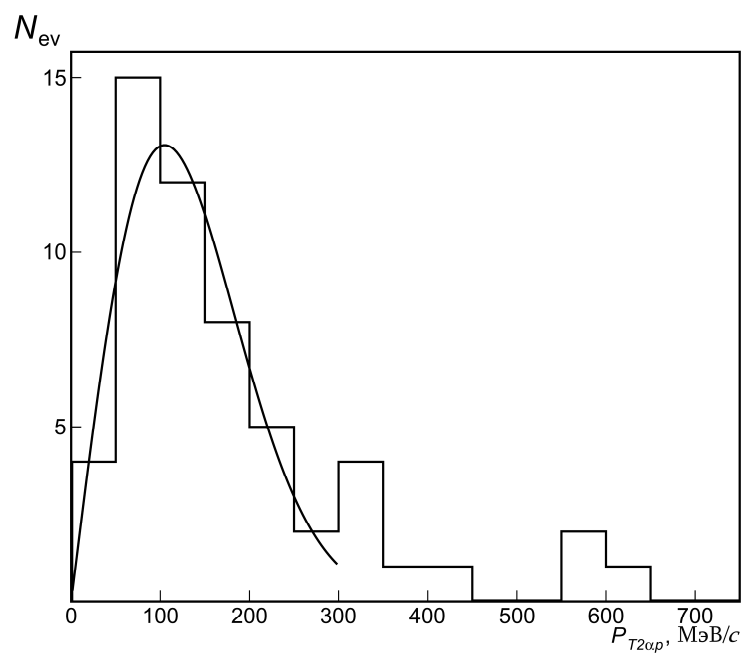


Рис. 7.

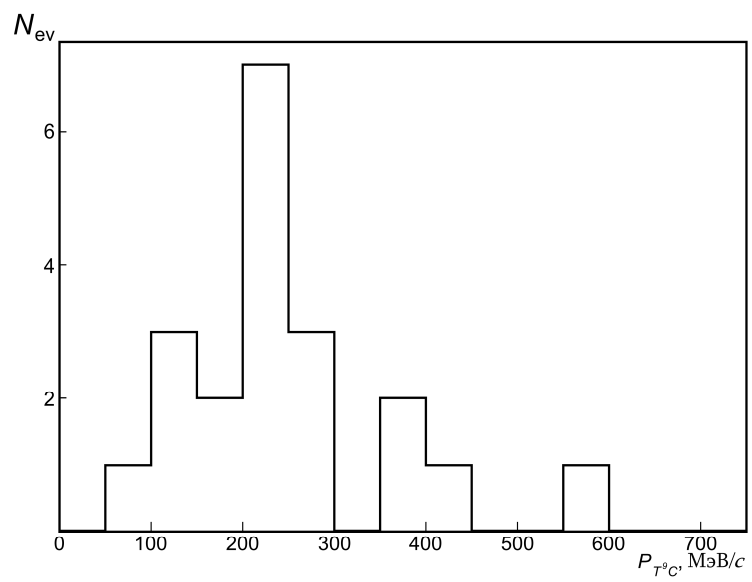


Рис. 8.

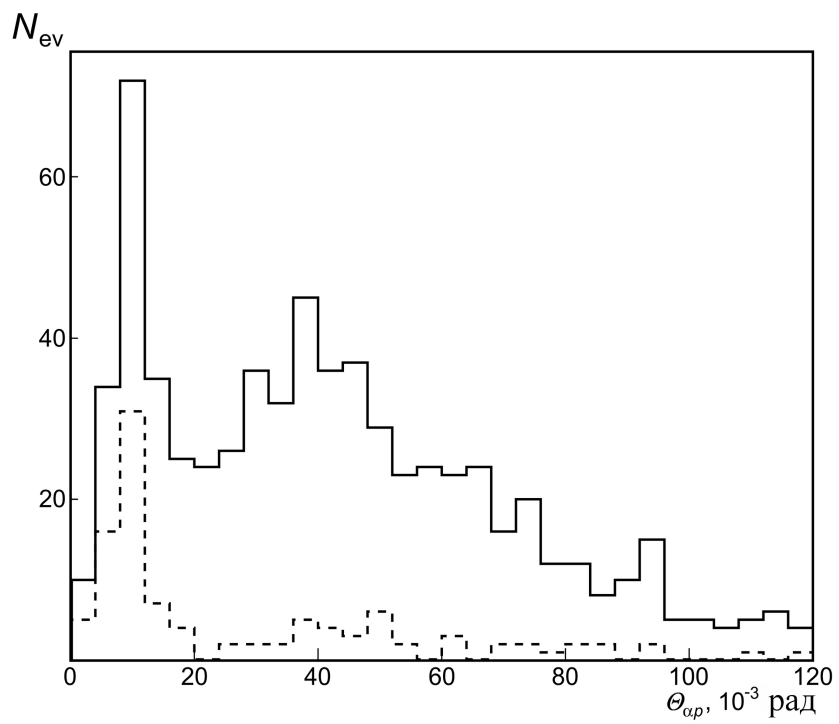


Рис. 9.

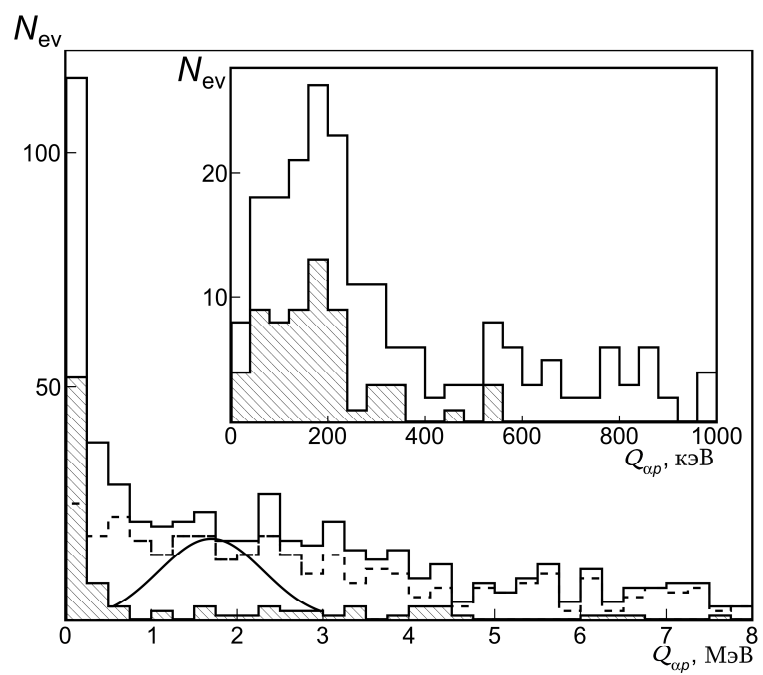


Рис. 10.

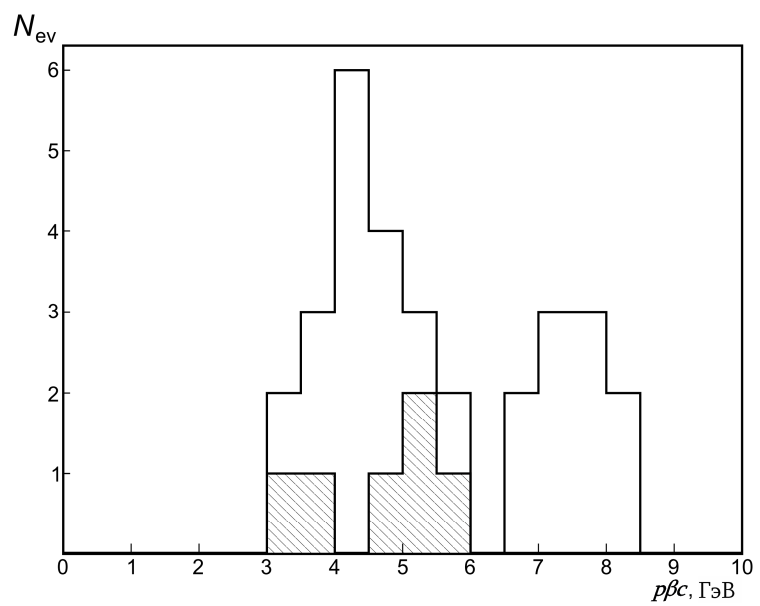


Рис. 11.