

## КОРРЕЛЯЦИИ $\alpha$ -ЧАСТИЦ В РАСЩЕПЛЕНИЯХ ЯДЕР $^{12}\text{C}$ НЕЙТРОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ 14.1 МЭВ

© 2013 г. Р. Р. Каттабеков<sup>1,2)</sup>, К. З. Маматкулов<sup>1,3)</sup>, Д. А. Артеменков<sup>1)</sup>, В. Браднова<sup>1)</sup>, П. И. Зарубин<sup>1)\*</sup>, И. Г. Зарубина<sup>1)</sup>, Л. Майлинг<sup>4)</sup>, В. В. Русакова<sup>1)</sup>, А. Б. Садовский<sup>1)</sup>

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

<sup>2)</sup>Физико-технический институт АН РУ, Ташкент, Узбекистан

<sup>3)</sup>Джизакский педагогический институт, Джизак, Узбекистан

<sup>4)</sup>Институт ядерной физики, Ржеж, Чешская республика

Поступила в редакцию 28.08.2013 г.

В ядерной эмульсии, облученной нейтронами с энергией 14.1 МэВ на статистике 400 событий расщеплений  $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$  изучаются корреляции  $\alpha$ -частиц. Выполнены измерения пробегов и углов вылета  $\alpha$ -частиц. Получены распределения по энергии  $\alpha$ -частичных пар и троек.

Ядерная эмульсия, облученная нейтронами энергией 14.1 МэВ, рожденными в низкоэнергетической реакции  $d + t \rightarrow n + \alpha$ , позволяет изучать ансамбли троек  $\alpha$ -частиц, возникающих в расщеплениях ядер углерода из состава эмульсии. Энергия, передаваемая  $\alpha$ -частицам, оказывается достаточной для измерения их пробегов и направлений, и, в то же время, остается ниже порогов фоновых каналов. Такая постановка экспериментального исследования возникла с появлением нейтронных генераторов. Наиболее полно реакция  $^{12}\text{C}(n, n')3\alpha$  исследовалась достаточно давно [1]. Первоначальная цель настоящего анализа ограничивалась  $\alpha$ -калибровкой ядерной эмульсии, недавно воспроизведенной компанией “ТД Славич” [2]. С нахождением значительного числа  $\alpha$ -троек из реакции  $^{12}\text{C}(n, n')3\alpha$ , за небольшое время достигшей 1200, появилась возможность ее анализа на большой статистике, а также создания общедоступного доступного массива экспериментальных данных. Этот массив полезен для непосредственного сравнения с  $\alpha$ -кластерными моделями  $^{12}\text{C}$ .

Актуальный физический интерес к реакции  $^{12}\text{C}(n, n')3\alpha$  состоит в следующем. Для описания структуры легких ядер фундаментальное значение имеют сведения о вероятностях присутствия в них конфигураций  $\alpha$ -частичных кластеров с различными угловыми моментами. Сотрудничеством БЕККЕ-РЕЛЬ [3] при исследовании диссоциации релятивистских ядер  $^9\text{Be}$  в ядерной эмульсии [4–6] было найдено подтверждение двухтельной модели ядра  $^9\text{Be}$ , в которой доминирует суперпозиция нейтрона и нестабильного ядра  $^8\text{Be}$  в состояниях со спинами и четностями  $0^+$  и  $2^+$ , которые представлены с близкими весами. Тем самым возникает основа для постановки вопросов о вкладах  $\alpha$ -кластерных конфигураций в угловые моменты основных состояний более тяжелых ядер.

Традиционно ядро  $^{12}\text{C}$  является “лабораторией” развития концепций  $\alpha$ -частичной кластеризации. Существует возможность присутствия в основном состоянии  $^{12}\text{C}_{g.s.}$  двух пар  $\alpha$ -кластеров, имеющих значения орбитальных моментов равные 2 ( $D$ -волны). В этих случаях базисными конфигурациями являются ядра  $^8\text{Be}$  в первом возбужденном состоянии  $2^+$ . В классической картине можно представить противоположно направленное вращение двух  $\alpha$ -кластеров с угловыми моментами равными 2 вокруг общего центра, представленного третьим  $\alpha$ -кластером. Тогда остающаяся комбинация двух  $\alpha$ -кластеров должна соответствовать основному состоянию ядра  $^8\text{Be}_{g.s.}$  со спином и четностью  $0^+$  ( $S$ -волна). В результате суперпозиция парных состояний в ансамбле трех  $\alpha$ -кластеров ведет к нулевому значению спина  $^{12}\text{C}_{g.s.}$ . Конечно, эта упрощенная модель требует квантово-механического рассмотрения. Тем не менее в реакциях выбивания  $\alpha$ -частиц из ядер  $^{12}\text{C}$  на ее справедливость должно указывать интенсивное образование состояний  $^8\text{Be}_{2+}$  и  $^8\text{Be}_{g.s.}$  с преобладанием первого из них.

Такая концепция не противоречит механизму синтеза ядра  $^{12}\text{C}$ , принятому в ядерной астрофизике. Слияние тройки  $\alpha$ -частиц происходит через его второе возбужденное состояние  $0_2^+$  (состояние Хойла),

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

находящееся на 270 кэВ выше порога развала  $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$ . По-существу, в нем каждая пара  $\alpha$ -частиц соответствует  $^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$ . При переходе  $0_2^+ \rightarrow 2_1^+$  с эмиссией фотона в первое возбужденное состояние  $^{12}\text{C}$ , являющимся связанным, для сохранения углового момента в ансамбле  $3\alpha$  должна возникать  $\alpha$ -частичная пара в D-волновом состоянии. Последующий переход к  $^{12}\text{C}_{\text{g.s.}}$ , также сопровождаемый эмиссией фотона, ведет к образованию еще одной  $\alpha$ -частичной пары в D-волновом состоянии. Эта пара должна иметь противоположный угловой момент по отношению к первой паре, чтобы обеспечить нулевое значения спина  $^{12}\text{C}_{\text{g.s.}}$ . Тем самым ядро  $^{12}\text{C}_{\text{g.s.}}$  обретает поляризацию. Образно выражаясь, в нем консервируется “скрытое вращение”.

Отношение выходов  $\alpha$ -частичных пар через состояния  $^8\text{Be}_{2^+}$  и  $^8\text{Be}_{\text{g.s.}}$  в расщеплениях ядер  $^{12}\text{C}$ , не сопровождаемыми передачей углового момента, представляется ключевым параметром, в котором должна отразиться спин-кластерная структура  $^{12}\text{C}_{\text{g.s.}}$ . Анализ взаимодействий в ядерной эмульсии, облученной нейтронами с энергией вблизи порога расщепления  $^{12}\text{C}$ , позволяет определить эту и другие характеристики реакции  $^{12}\text{C}(n,n')3\alpha$ .

Облучение ядерной эмульсии нейтронами с энергией 14.1 МэВ было выполнено на одном из приборов ДВИН прикладного назначения [7]. Нейтронный генератор этого прибора обеспечивал поток  $5 \cdot 10^7$  нейтронов/сек. в полный телесный угол. Эмульсионная стопка размещалась на верхней крышке прибора ДВИН примерно в 10 см над тритиевой мишенью. Стопка состояла из нескольких слоев эмульсии БР-2 размерами 9 на 12 см<sup>2</sup>, толщиной  $10^7$  мкм, политой на стеклянные пластины толщиной 2 мм. Нейтронный генератор порождал неустранимый фон рентгеновского излучения. Этот фон регистрировался эмульсионными слоями со снижающейся яркостью по мере нарастания поглощения в стеклах, что позволило выбрать слои с малым уровнем рентгеновской подсветки. По плотности водорода ядерная эмульсия сопоставима с жидководородной мишенью. Поэтому основной фон в эмульсии, облученной нейтронами, представлен протонами отдачи. Выбором длительности облучения, составившей 40 мин., наложения следов, которые бы имитировали  $3\alpha$ -развалы, были сведены до пренебрежимо низкого уровня.

Сканирование слоев, выполненное на микроскопах МБИ-9 при 20-кратном увеличении, было ориентировано на  $3\alpha$ -развалы. В 400 событиях  $3\alpha$ -развала, отобранных среди 1200 найденных, на микроскопе KSM с 90-кратным увеличением были выполнены измерения для всех следов  $\alpha$ -частиц углов в плоскости эмульсии и относительно ее поверхности, а также их длин. Единственным условием отбора событий была полнота измерения. Распределение по пробегам  $\alpha$ -частиц  $L_\alpha$ , представлено (рис. 1), имеет среднее значение  $\langle L_\alpha \rangle = (5.8 \pm 0.2)$  мкм при RMS  $(3.3 \pm 0.1)$  мкм. Это распределение имеет асимметричную форму, описываемую распределением Ландау. Непосредственно связанное с ним распределение  $\alpha$ -частиц по энергии  $E_\alpha$  (рис. 2), определяемой по пробегам  $L_\alpha$  в модели SRIM [8], имеет среднее значение  $\langle E_\alpha \rangle = (1.86 \pm 0.05)$  МэВ при RMS  $(0.85 \pm 0.03)$  МэВ.

Определение углов и значений энергии по пробегам позволяет определить энергию  $Q_{2\alpha}$  пар и  $Q_{3\alpha}$  троек  $\alpha$ -частиц. Распределение по  $Q_{3\alpha}$  (рис. 3) сосредоточено в области возбуждений ядра  $^{12}\text{C}$ , расположенной ниже порога отделения нуклонов. Используемый метод не позволяет разрешить уровни  $^{12}\text{C}$ , а состояние Хойла, как и ожидалось, для реакции выбивания  $\alpha$ -частиц не проявляется.

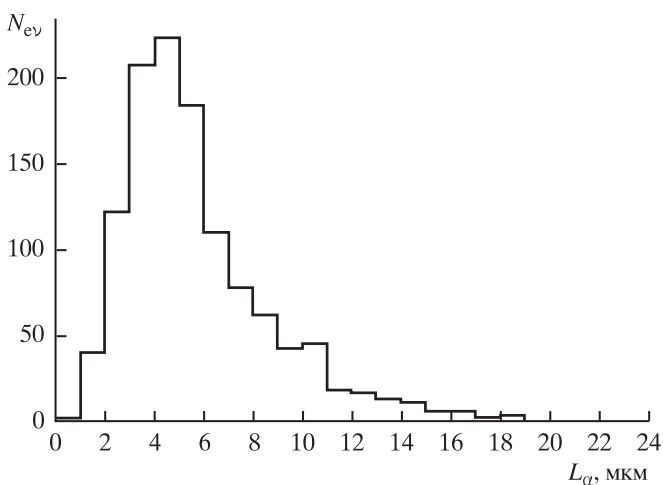


Рис. 1. Распределение  $\alpha$ -частиц по пробегам  $L_\alpha$ .

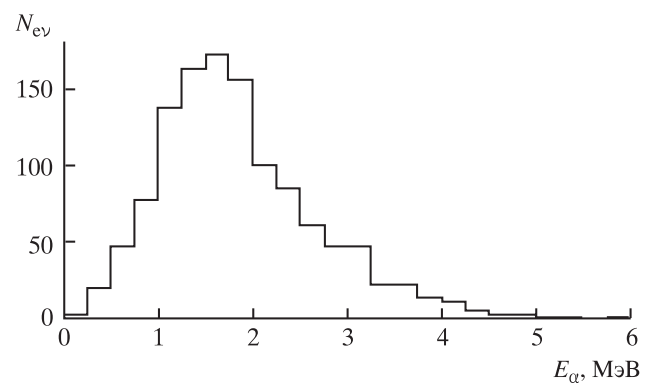


Рис. 2. Распределение  $\alpha$ -частиц по энергии  $E_\alpha$ .

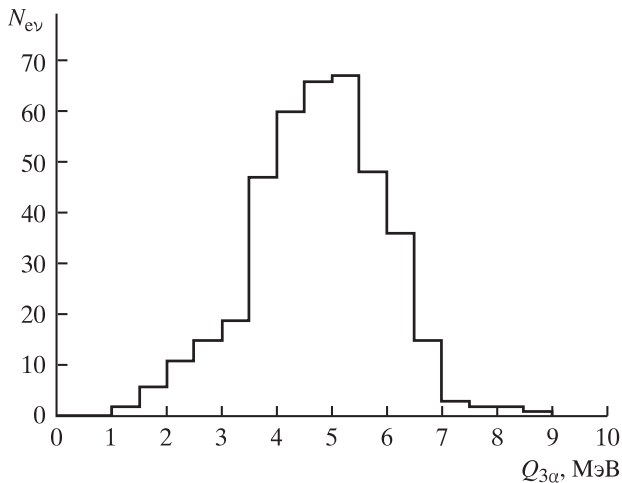


Рис. 3. Распределение троек  $\alpha$ -частиц по энергии  $Q_{3\alpha}$ .

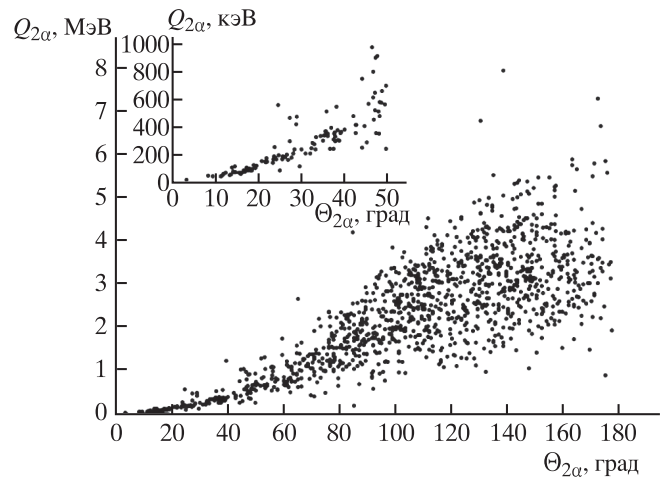


Рис. 4. Корреляция в парах  $\alpha$ -частиц по энергии  $Q_{2\alpha}$  и углу разлета  $\Theta_{2\alpha}$ .

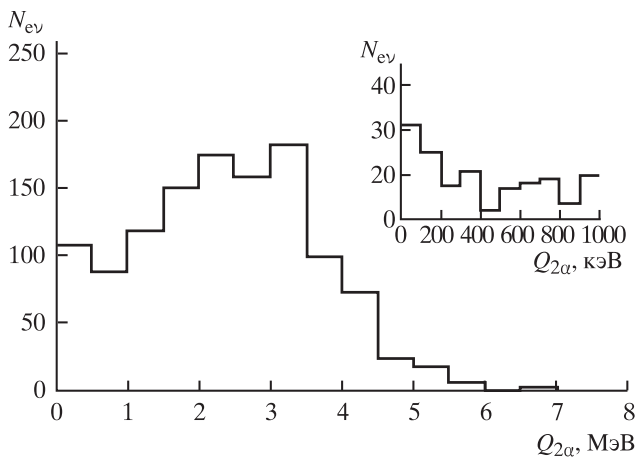


Рис. 5. Распределение в парах  $\alpha$ -частиц по энергии  $Q_{2\alpha}$ .

Корреляция по энергии  $Q_{2\alpha}$  и углам разлета  $\Theta_{2\alpha}$  в парах  $\alpha$ -частиц обнаруживает особенности ядра  ${}^8\text{Be}$  (рис. 4). Области больших углов разлета  $\Theta_{2\alpha} > 90^\circ$  соответствует по  $Q_{2\alpha}$  состоянию  ${}^8\text{Be}_{2+}$ , а  $\Theta_{2\alpha} < 30^\circ$  –  ${}^8\text{Be}_{g.s.}$ . Распределение по  $Q_{2\alpha}$ , указывает на эти состояния (рис. 5). Его правая сторона отвечает форме ожидавшейся от распадов через  ${}^8\text{Be}_{2+}$ . Условие  $Q_{2\alpha} < 200$  кэВ позволяют выделить 56 распадов  ${}^8\text{Be}_{g.s.}$ . Для  ${}^8\text{Be}_{g.s.}$  распределение по суммарному импульсу оказывается достаточно узким и характеризуется средним значением  $(208 \pm 4)$  МэВ/с при RMS  $(30 \pm 3)$  МэВ/с. Оценка среднего суммарного импульса для 212 пар  $\alpha$ -частиц из области наиболее соответствующей  ${}^8\text{Be}_{2+}$  составила  $(130 \pm 3)$  МэВ/с при RMS  $(43 \pm 2)$  МэВ/с. Таким образом, распределение по суммарному импульсу для  ${}^8\text{Be}_{2+}$  оказывается существенно более мягким и относительно более широким.

Важность обсуждаемой структуры определяется не только интересом к описанию  ${}^{12}\text{C}_{g.s.}$ , но и тем, что она является отправной конфигурацией для обратного процесса генерации  $3\alpha$ -частичных ансамблей в состоянии Хойла. Предполагается, что это состояние, вслед за  ${}^8\text{Be}_{g.s.}$ , представляет собой конденсат Бозе–Эйнштейна, состоящего из  $\alpha$ -частиц с нулевым угловым моментом [9]. Его идентификация в развалах  ${}^{12}\text{C}$  позволяет продвинуться к генерации конденсатных состояний большого числа  $\alpha$ -частиц. Принципиальным представляется аспект, связанный с тем, что для воссоздания конденсата необходимо “эвакуировать” два скрытых вращения в  ${}^{12}\text{C}_{g.s.}$ . Отметим, что в этом отношении кулоновская диссоциация ядра на тяжелом ядре представляется наиболее подходящим процессом, поскольку в ней возможны множественные обмены фотонами.

В целом эти данные указывают на присутствие суперпозиции состояний  $0^+$  и  $2^+$  ядра  ${}^8\text{Be}$  в основном состоянии ядра  ${}^{12}\text{C}$ , причем  ${}^8\text{Be}_{2+}$  доминирует. Более глубокое рассмотрение проявления  $\alpha$ -кластерной структуры  ${}^{12}\text{C}$  в расщеплениях, вызванных нейтронами, требует привлечения метода диаграмм Далитца и теории ядерных реакций. Представленные измерения реакции  ${}^{12}\text{C}(n, n')3\alpha$  и видеозаписи этих событий доступны на сайте проекта БЕККЕРЕЛЬ [10]. Авторы выражает благодарность С.П. Харламову (ФИАН) за обсуждение результатов. Эта работа выполнена при поддержке гранта Российского фонда фундаментальных исследований 12-02-00067, а также грантов полномочных представителей Болгарии, Румынии и Чешской Республики в ОИЯИ.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. B. Antolkovič et al., Nucl. Phys. A **394**, 87 (1983).
2. The TD Slavich, www.slavich.ru.
3. The BECQUEREL Project, HYPERLINK "<http://becquerel.jinr.ru/>" <http://becquerel.jinr.ru/>.
4. Д.А. Артеменков и др., ЯФ **70**, 1261 (2007) [Phys. Atom. Nucl. **70**, 1222(2007)]; nucl-ex/0605018.
5. D.A. Artemenkov *et al.*, Few Body Syst **44**, 273 (2008).
6. D.A. Artemenkov *et al.*, Int. J. Mod. Phys. E **20**, 993 (2011); arXiv: 1106.1749.
7. В.М. Быстрицкий и др., Письма в ЭЧАЯ **6**, 831 (2009) [Phys. Part. Nucl. Lett. **6**, 505(2009)].
8. J.F. Ziegler, J.P. Biersack and M.D. Ziegler, "SRIM – The Stopping and Range of Ions in Matter", 2008 ISBN 0-9654207-1-X., SRIM Co; <http://srim.org/>.
9. T. Yamada, Y. Funaki, H. Horiuchi, G. Roepke, P. Schuck, A. Tohsaki, Clusters in Nuclei, Lect. Notes Phys. **848**, 109 (2012), Springer.
10. The BECQUEREL Project, <http://becquerel.jinr.ru/miscellanea/DVIN/dvin11.html>.

## CORRELATIONS OF $\alpha$ -PARTICLES IN SPLITTING OF $^{12}\text{C}$ NUCLEI BY NEUTRONS OF ENERGY OF 14.1 MeV

**R. R. Kattabekov, K. Z. Mamatkulov, D. A. Artemenkov, V. Bradnova, P. I. Zarubin, I. G. Zarubina, L. Majling, V. V. Rusakova, A. B. Sadovsky**

Correlations of  $\alpha$ -particles are studied on statistics of 400 events of splitting  $^{12}\text{C} \rightarrow 3\alpha$  in nuclear track emulsion exposed to 14.1 MeV neutrons. Measurements of ranges and emission angles of the  $\alpha$ -particles are performed. Distributions over energy of  $\alpha$ -particle pairs and triples are obtained.