

совокупности, это указывает на большую роль процессов неупругой перезарядки нуклонов ядра кислорода $pp \rightarrow pn + \pi^+$ и $pn \rightarrow pp + \pi^-$.

Таблица 3.

Средние множественности заряженных пионов в зеркальных топологиях (422) и (322).

Тип частицы	Топология	
	422	322
$\langle n_{\pi^-} \rangle$	0.45 ± 0.15	0.10 ± 0.07
$\langle n_{\pi^+} \rangle$	0.27 ± 0.09	0.58 ± 0.15

Представленные в данной работе результаты еще раз подтверждают наши более ранние выводы о существенной роли α -кластерной структуры ядра кислорода в процессе формирования конечных многонуклонных фрагментов. Для процессов с образованием зеркальных ядер ${}^7\text{Be}$ и ${}^7\text{Li}$ важно анализировать каналы с образованием заряженных пионов, что позволяет идентифицировать тип первичного нуклон-нуклонного соударения.

ДИССОЦИАЦИЯ ЯДЕР ${}^{12}\text{N}$ С ИМПУЛЬСОМ 2 А ГЭВ/С В ЯДЕРНОЙ ФОТОГРАФИЧЕСКОЙ ЭМУЛЬСИИ

К. Олимов¹⁾, Д. А. Артеменков²⁾, В. Брэднова²⁾, П. И. Зарубин²⁾, И. Г. Зарубина²⁾, Р. Р. Каттабеков^{2,3)}, Н. К. Корнегруца²⁾, К. З. Маматкулов^{2,4)}, В. В. Русакова²⁾

¹⁾Физико-технический институт АН РУз, ²⁾Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия. ³⁾Институт Ядерной Физики АН РУз, ⁴⁾Джизакский педагогический институт, Джизак.

E-mail: olimov@uzsci.net

Пучок ядер ${}^{12}\text{N}$ получен отбором из взаимодействий первичного пучка ядер ${}^{12}\text{C}$ с импульсом 2А ГэВ/с в ядерной фотоэмульсии. Представленный ниже анализ основывается на просмотре облученной эмульсии по следам первичных частиц с зарядами, визуально оцениваемыми как $Z_{pr} > 2$, на длине около 1088 м. Найдено 7241 неупругое взаимодействие, в том числе 608 «белых» звезд, содержащих только релятивистские фрагменты в угловом конусе до $\theta_{fr} < 11^\circ$. В «белых» звездах, которые могли бы быть созданы ядрами ${}^{12}\text{N}$, выполнены измерения средних плотностей δ -электронов N_δ на следах пучковых ядер и вторичных фрагментов с зарядами $Z_{fr} > 2$.

Исследования кластеризации нуклонов в малоизученном радиоактивном ядре ${}^{12}\text{N}$, является логическим шагом в развитии исследований кластерной структуры ядер ${}^7\text{Be}$, ${}^8\text{B}$ и ${}^9\text{C}$. Ядро ${}^{12}\text{N}$ завершает эту последовательность ядер в цепи реакций в астрофизических процессах быстрого подхвата протонов. Это ядро обеспечивает альтернативный сценарий синтеза изотопа ${}^{12}\text{C}$.

Для «белых» звезд ${}^{12}\text{N}$ можно было ожидать лидирования каналов ${}^{11}\text{C} + p$ (порог 0.6 МэВ), ${}^8\text{B} + {}^4\text{He}$ (порог 8 МэВ) и $p + {}^7\text{Be} + {}^4\text{He}$, а также каналов связанных с кластерной диссоциацией ядра-основы ${}^7\text{Be}$. Особенностью когерентной диссоциации ядра ${}^{12}\text{N}$, в отличие от более легких ядер на границе протонной стабильности, может стать вклад распадов несвязанных ядер ${}^8\text{Be}$ и ${}^9\text{B}$. В частности, порог канала ${}^3\text{He} + {}^9\text{B}_{g.s.}$ составляет 10 МэВ. Небольшая разница в энергии связи по сравнению с каналами, содержащими фрагменты с зарядом $Z_{fr} > 2$, ведет к предположению о возможной двойственности ядра ${}^{12}\text{N}$. С одной стороны его основа может быть представлена связанными ядрами ${}^7\text{Be}$ и ${}^8\text{B}$, а с другой – несвязанными ${}^8\text{Be}_{g.s.}$ и ${}^9\text{B}_{g.s.}$.

Измерение в облученной эмульсии плотности δ -электронов N_δ на следах кандидатов ${}^{12}\text{N}$ позволило отобрать 72 «белых» звезды, удовлетворяющих условию $Z_{pr} = 7$ и $\sum Z_{fr} = 7$ [1]. Идентификация следов по заряду позволяет восстановить зарядовую топологию «белых» звезд, созданных ядрами ${}^{12}\text{N}$. На основе этих данных вклад ядер ${}^{12}\text{N}$ в пучок оценивается в 14 % (без учета ядер Н и He). Согласно накопленной статистике «белых» звезд, созданных ядрами ${}^{10}\text{C}$ и ${}^7\text{Be}$, вклад этих изотопов составляет примерно по 43%. Для изотопов $Z_{fr} > 2$ по Z_{fr} определяется и массовое число A_{fr} .

Для дальнейшего отбора событий когерентной диссоциации, содержащих только фрагменты ядер ${}^{12}\text{N}$ (не «участников» взаимодействия), условие на угловой конус было ужесточено до $\theta_{fr} < 6^\circ$. Эта величина определяется «мягким» ограничением на импульс ферми-движения нуклонов. В распределении 45 отобранных событий доля каналов с тяжелыми фрагментами $Z_{fr} > 2$ достигает примерно 2/3, и вклад каналов, содержащих только легкие фрагменты He и H, остается достаточно значительным. Заметный вклад предельно «хрупкого» ${}^8\text{B}$ указывает на «холодную» фрагментацию с минимальным возмущением структуры ядер ${}^{12}\text{N}$. Неожиданно большой оказалась статистика событий в канале $2\text{He} + 3\text{H}$. Исходя из факта приблизительного равенства вероятности каналов 2He и $\text{He} + 2\text{H}$

при диссоциации ядра ${}^7\text{Be}$ [2], а также основы ${}^7\text{Be}$ в ядрах ${}^8\text{B}$ [3] и ${}^9\text{C}$ [4], следовало бы ожидать для ядра ${}^{12}\text{N}$ приблизительного равенства вероятностей каналов $2\text{He} + 3\text{H}$ и $3\text{He} + \text{H}$.

Распределение числа «белых» звезд по каналам диссоциации с суммарным зарядом фрагментов $\sum Z_{fr} = 7$ и измеренным зарядом пучкового следа $Z_{pr} = 7$ с условием отбора $\theta_{fr} < 11^\circ$ (72 события) и $\theta_{fr} < 6^\circ$ (45 событий) приведено в таблице.

θ_{fr}	He+5H	2He+3H	3He+H	${}^7\text{Be}+3\text{H}$	${}^7\text{Be}+\text{He}+\text{H}$	${}^8\text{B}+2\text{H}$	${}^8\text{B}+\text{He}$	C+H
$< 11^\circ$	9	24	2	10	9	11	3	4
$< 6^\circ$	2	12	2	5	8	9	3	4

Существенным вопросом является вклад среди фрагментов $Z_{pr} > 2$ распадов нестабильного ядра ${}^8\text{Be}_{g.s.}$ из основного состояния. В случае ядра ${}^{12}\text{N}$ в распределении по углам разлета $\Theta(\text{He} + \text{He})$ для «белых» звезд $2\text{He} + 3\text{H}$ и $3\text{He} + \text{H}$ найдены два кандидата в распад ядра ${}^8\text{Be}$ из основного состояния 0^+ . Таким образом, вклад ядер ${}^8\text{Be}$ оценивается на уровне $4 \pm 2\%$. Для соседних ядер ${}^{12}\text{C}$ [5], ${}^{10}\text{C}$ [1], ${}^{10}\text{B}$ [6] и ${}^{14}\text{N}$ [7] он составлял порядка 20%. Однако, данные по $\Theta(\text{He} + \text{He})$ не исключают возможности диссоциации по каналу 2He через распад ядра ${}^8\text{Be}$ 2^+ из первого возбужденного состояния 2^+ .

При поиске аналогии с ядром ${}^9\text{C}$ путем замены одного из внешних протонов в системе $2p + {}^7\text{Be}$ на α -кластер возникает затруднение, состоящее в следующем. Вероятность каналов, для которых требуется высокоэнергетическое расщепление α -кластера в ядре ${}^{12}\text{N}$, примерно совпадает со значениями для каналов, которые можно ассоциировать только с отделением α -кластера. По-видимому, «простая» картина ядра ${}^{12}\text{N}$ как структуры $p + {}^7\text{Be} + {}^4\text{He}$ является недостаточной. Скорее, кластерная структура основного состояния ядра ${}^{12}\text{N}$ предстает как сложная смесь состояний ядра-основы ${}^7\text{Be}$ и возможных конфигураций протонов и легчайших ядер.

Литература

1. Р. Р. Каттабеков, К. З. Маматкулов и др., ЯФ **73**, 2166 (2010).
2. Н. Г. Пересадко и др., ЯФ **70**, 1226 (2007) [N. G. Peresadko et al., Phys. Atom. Nucl. **70**, 1266 (2007)]; nucl-ex/0605014.
3. Р. Станоева и др., ЯФ **72**, 731 (2009) [R. Stanoeva et al., Phys. of At. Nucl. **72**, 690 (2009)]; arXiv:0906.4220.
4. D. O. Krivenkov et al., Phys. Atom. Nucl. **73**, 2103 (2010); arXiv:1104.2439
5. The BECQUEREL Project <http://becquerel.jinr.ru/>
6. М. И. Адамович et al., Phys. At. Nucl. **67**, 514 (2004); arXiv:nucl-ex/0301003
7. Т. В. Щедрина и др., ЯФ **70**, 1271(2007) [T. V. Shchedrina et al., Phys. Atom. Nucl. **70**, 1230 (2007)]; arXiv:nucl-ex/0605022.

РАСЩЕПЛЕНИЕ ЯДЕР ${}^{12}\text{C}$ ПОД ДЕЙСТВИЕМ НЕЙТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 14 МЭВ.

Р. Р. Каттабеков^{1,2)}, Д. А. Артеменков¹⁾, В. Брандова¹⁾, П. И. Зарубин¹⁾, И. Г. Зарубина¹⁾, Н. К. Корнегруца¹⁾, К. З. Маматкулов^{1,4)}, К. Олимов³⁾, В. В. Русакова¹⁾

¹⁾Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия. ²⁾Институт Ядерной Физики АН РУ, Ташкент, Узбекистан. ³⁾Физико-технический институт АН РУ, Ташкент, Узбекистан. ⁴⁾Джизакский педагогический институт, Джизак, Узбекистан.

Ядерная эмульсия, облученная нейтронами с энергией свыше порога реакции ${}^{12}\text{C}(n,n')\alpha$ позволяет изучать ансамбли α -частиц, рожденных при расщепления ядер углерода из состава эмульсии. В настоящем эксперименте моноэнергетичные нейтроны генерировались в реакции слияния дейтронов с энергией порядка сотен КэВ с тритонами $d + t \rightarrow n(14.1 \text{ МэВ}) + \alpha$. Результаты такого исследования позволяют получить фундаментальные сведения о вероятностях различных спиновых состояний кластеров в ядрах.

Ядро ${}^{12}\text{C}$ является признанной «лабораторией» для развитий концепций α -частичной кластеризации в ядерной материи с учетом квантовых эффектов. Существует возможность присутствия в основном состоянии ядра ${}^{12}\text{C}_{g.s.}$ пар α -кластеров, имеющих «скрытый» спин $S = 2$ (D-волна). Подходящей базисной конфигурацией и в этом случае является первое возбужденное состояние ядра ${}^8\text{Be}_{2+}$ со спином и четностью $S = 2^+$. В классическом подходе, можно представить противоположно направленное «вращение» двух α -кластеров с угловыми моментами $S = 2$ вокруг общего центра, представленного третьим α -кластером. Тогда остающаяся комбинация «более удаленных вращающихся» α -кластеров должна иметь угловой момент, соответствующий бы основному состоянию ядра ${}^8\text{Be}_{g.s.}$ со спином и четностью $S = 0^+$ (S-волна). В итоге суперпозиция парных состояний α -кластеров ведет к нулевому значению спина ${}^{12}\text{C}_{g.s.}$. Конечно, эта упрощенная