

# ФУНКЦИИ ВОЗБУЖДЕНИЯ УПРУГОГО РЕЗОНАНСНОГО РАССЕЙЯНИЯ $^{13}\text{C} + ^4\text{He}$ , ПОЛУЧЕННЫЕ МЕТОДОМ ТОЛСТОЙ МИШЕНИ В ИНВЕРСНОЙ КИНЕМАТИКЕ

Н. А. Мынбаев<sup>a</sup>, А. К. Нурмуханбетова<sup>a\*</sup>, В. З. Гольдберг<sup>b</sup>, М. С. Головков<sup>c</sup>,  
Г. В. Рогачев<sup>b</sup>, В. Н. Дзюбин<sup>a</sup>, М. В. Колобердин<sup>d,e</sup>, И. А. Иванов<sup>d,e</sup>, Р. Э. Триббл<sup>b\*\*</sup>

<sup>a</sup> Nazarbayev University Research and Innovation System  
010000, Астана, Казахстан

<sup>b</sup> Cyclotron Institute, Texas A&M University  
77843-3366, TX, USA

<sup>c</sup> Объединенный институт ядерных исследований  
141980, Москва, Россия

<sup>d</sup> Евразийский национальный университет им. Л. Н. Гумилева  
010000, Астана, Казахстан

<sup>e</sup> Астанинский филиал Института ядерной физики Республики Казахстан  
010000, Астана, Казахстан

Поступила в редакцию 11 апреля 2014 г.

Представлены результаты измерения резонансов при малых энергиях взаимодействия  $\alpha + ^{13}\text{C}$ , полученные методом толстой мишени в инверсной кинематике на ускорителе тяжелых ионов ДЦ-60. В качестве мишени использован газ гелий, который является также и замедлителем для пучка. Получены новые данные о резонансах вблизи  $\alpha$ -порога в  $^{17}\text{O}$ , включая угол рассеяния  $180^\circ$ .

DOI: 10.7868/S0044451014100101

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Почти половина элементов тяжелее железа возникает в звездах в  $s$ -процессе в результате последовательного захвата нейтронов и последующих  $\beta$ -распадов. Реакция  $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$  рассматривается как один из главных источников нейтронов для  $s$ -процесса при низких температурах в немассивных звездах асимптотической гигантской последовательности [1]. В основном два фактора определяют роль реакции  $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$  — это количество  $^{13}\text{C}$  и ее скорость [2]. Скорость реакции  $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$  при температурах порядка  $10^8$  К известна только с точностью  $\sim 300\%$  [3] из-за трудностей измерения необычайно

малых поперечных сечений реакции при энергиях ниже 300 кэВ.

Для теоретической оценки сечения реакции необходимо учитывать  $\alpha$ -кластерную структуру. Хотя  $\alpha$ -кластерные состояния обычно лежат выше области энергий возбуждения, которая существенно влияет на вероятность астрофизических процессов, эти состояния «обеспечивают»  $\alpha$ -частичной шириной низлежащие состояния из-за смешивания конфигураций [4].

Наши знания об  $\alpha$ -кластерной структуре ядер основаны на данных о свойствах самоспряженных  $4N$ -ядрах, таких как  $^8\text{Be}$ ,  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$  и так далее, см. [5].

Существующие данные об  $\alpha$ -кластерной структуре в ядрах, обогащенных нейтронами, очень скудны [6–10], но они указывают на возможность существования  $\alpha$ -кластерной структуры с большими моментами инерции в таких ядрах. Следует отметить,

\*E-mail: anurmukhanbetova@nu.edu.kz

\*\*R. E. Tribble

что изучение  $\alpha$ -кластерной структуры в несамосвязанных ядрах дает новые возможности сравнения свойств зеркальных (или аналоговых) состояний в соседних ядрах. Такое сравнение облегчает получение спектроскопической информации и может позволить оценить радиусы ядер в возбужденных  $\alpha$ -кластерных состояниях.

В ряде работ были сделаны попытки измерить функцию возбуждения реакции  $^{13}\text{C}(\alpha, \alpha)^{13}\text{C}$  при малых энергиях [11–13]. Главным образом, эти работы были стимулированы интересом к свойствам резонансных состояний в  $^{17}\text{O}$  в астрофизических исследованиях. Первые работы [11, 12] дали важные сведения о доминирующих группах в спектре, но описанные эксперименты были проведены с мишенями сравнительно низкого обогащения изотопом  $^{13}\text{C}$  ( $\sim 50\%$ ) и анализ был выполнен в рамках упрощенного (одноуровневого)  $R$ -матричного подхода, который не мог обеспечить точности, необходимой в астрофизике. Недавно в университете Нотр Дам (США) [13] была проделана большая работа по получению более полных экспериментальных данных.

Все эти измерения функций возбуждения были проведены с помощью «классического» подхода на электростатических ускорителях при использовании спектроскопического пучка  $\alpha$ -частиц и тонкой мишени  $^{13}\text{C}$ .

При измерении функций возбуждения энергию пучка меняют маленькими шагами. Мы провели измерения функций возбуждения методом толстой мишени в инверсной кинематике (ТМИК) [14], который, уступая классическому методу в энергетическом разрешении, обладает рядом других преимуществ, указанных ниже.

## 2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперимент проводился на ускорителе тяжелых ионов ДЦ-60 Астанинского филиала Института ядерной физики (г. Астана) с максимальной энергией 1.75 МэВ/А пучка  $^{13}\text{C}$ .

Схема экспериментальной установки для наблюдений резонансов методом ТМИК представлена на рис. 1. Ускоренный пучок  $^{13}\text{C}$  через тонкое окно (с пленкой хавар 2.5 мкм) попадал в камеру рассеяния, заполненную гелием-4 (99.9%). Гелий был одновременно мишенью и деградером. Давление в камере было выбрано таким, что пучок останавливался в гелии на расстоянии 50 мм от плоскости, в которой располагались детекторы вблизи задней стенки камеры.

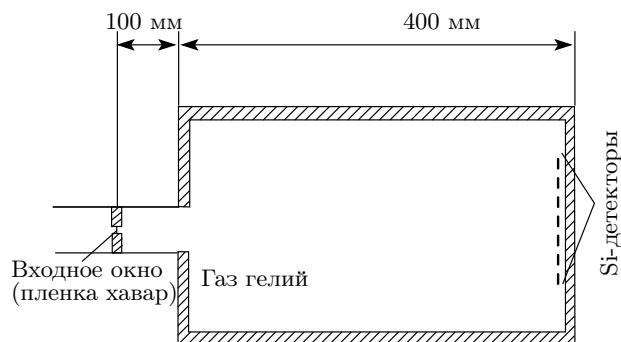


Рис. 1. Схема эксперимента с использованием метода ТМИК

Мы использовали 15 квадратных  $p$ - $i$ - $n$  Si-детекторов площадью  $100\text{ мм}^2$  и толщиной приблизительно 350 мкм. Энергетическое разрешение детекторов для  $\alpha$ -частиц с энергией 5.4 МэВ составляло около 30 кэВ.

Система регистрации продуктов ядерных реакций основана на VME-технологии. Для визуализации и обработки информации мы использовали программный пакет SpecTcl, разработанный в Национальной лаборатории сверхпроводящего циклотрона (National Superconducting Cyclotron Laboratory) [15].

Основной принцип метода ТМИК [14] (в его простейшей интерпретации) заключается в том, что, благодаря потерям энергии пучка в мишени, резонансная область непрерывно сканируется от начальной энергии пучка в газе до минимальной. В результате ядерного взаимодействия  $^{13}\text{C}$  и  $^4\text{He}$  ядра гелия получают энергию и регистрируются детекторами, в то время как ионы  $^{13}\text{C}$  из-за больших потерь на ионизацию останавливаются в газе. Поэтому детектирование  $\alpha$ -частиц происходит и под углом  $0^\circ$  ( $180^\circ$  в системе центра масс (с.ц.м., cms)). Таким образом, регистрация возможна в области углов, для которой резонансное поперечное сечение максимально, а потенциальное — минимально. Кроме того, энергия  $\alpha$ -частиц оказывается довольно большой из-за обратной кинематики, что позволяет продвинуться в область меньших энергий в с.ц.м., т.е. в область, особенно важную для астрофизики.

Отметим, что настоящая работа является пионерским исследованием в области ядерной спектроскопии на ускорителе тяжелых ионов ДЦ-60 в г. Астане, демонстрирующим перспективы использования этого ускорительного комплекса также и в области фундаментальной ядерной физики.

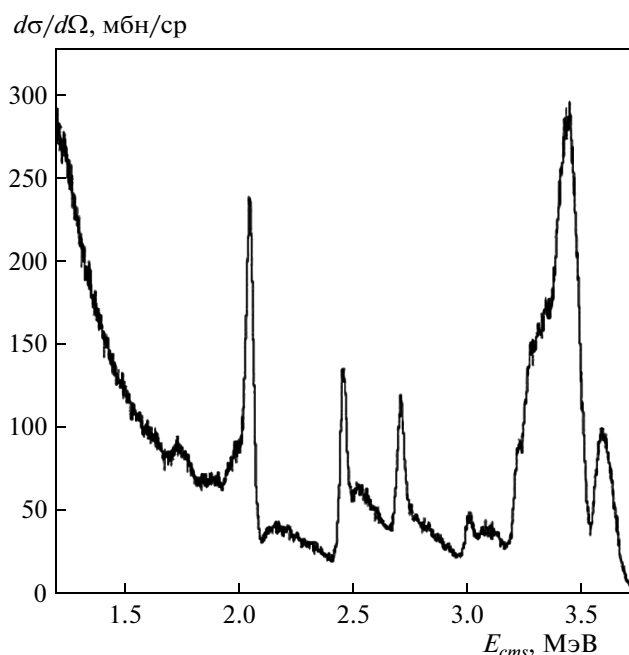


Рис. 2. Функция возбуждения упругого рассеяния  $\alpha$ -частиц на  $^{13}\text{C}$

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Для калибровки и тестирования системы регистрации проводилось измерение функции возбуждения упругого рассеяния  $^{12}\text{C} + ^4\text{He}$ . Точность калибровки по энергии — около 20 кэВ; дополнительная проверка точности калибровки состояла в измерении энергии возбуждения узкого (26 кэВ) уровня  $4^+ 10.356$  (3) МэВ в  $^{16}\text{O}$  при рассеянии  $^{12}\text{C}$  на  $^4\text{He}$ . Результаты наших измерений совпали в пределах 10 кэВ с уже известными. Статистические ошибки укладываются в размеры точек. Абсолютная нормировка поперечных сечений получена нормировкой на резерфордское рассеяние при малых энергиях ( $\sim 1.5$  МэВ) и совпадает с данными работы [14] с точностью 10 %.

На рис. 2 показана функция возбуждения упругого рассеяния  $\alpha$ -частиц на  $^{13}\text{C}$ , измеренная под углом  $180^\circ$  в с.ц.м. ( $0^\circ$  в лабораторной системе (л. с., lab. syst.)). После прохождения входного окна энергия  $^{13}\text{C}$  в газе была равна 16 МэВ. На рис. 3 представлены данные для функций возбуждения упругого рассеяния  $^{13}\text{C} + \alpha$  из прежних работ, измеренные под углом  $169^\circ$  (используя классический подход, очень трудно продвинуться к большим углам).

Сравнивая рис. 2 и 3, можно отметить, что при лучшем энергетическом разрешении классиче-

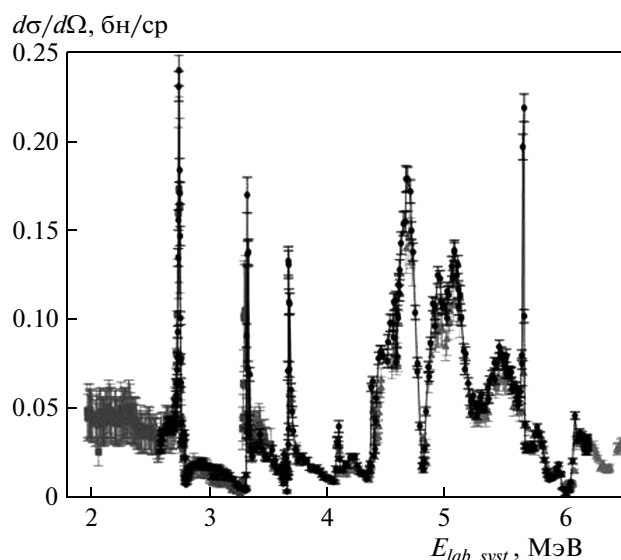


Рис. 3. Функция возбуждения упругого рассеяния  $\alpha$ -частиц на  $^{13}\text{C}$  из работы [13]

ского метода все особенности спектра очевидны и на рис. 2. Однако применение метода ТМИК позволило продвинуться в сторону низких энергий, и в этой области видна определенная структура. Благодаря измерениям при  $180^\circ$ , на рис. 2 более очевидно доминирование  $\alpha$ -кластерных состояний с большим спином при 2.05 МэВ и 3.47 МэВ. Однако детальная информация о резонансах может быть получена только после полного анализа на основе  $R$ -матричного подхода.

Для оценки влияния возможной примеси воздуха в гелии и фона, связанного с окном из хавара, камеру наполнили воздухом. Давление газа в камере опять было выбрано так, чтобы обеспечить остановку ионов пучка на расстоянии 450 мм от входного окна. Спектры фона под углом  $0^\circ$ , полученные за то же время облучения, что и спектр на рис. 2, представлены на рис. 4 и 5.

В спектре фона видны особенности, которые оказались связанными с присутствием водорода. Поэтому спектр был переведен в систему центра масс, соответствующую взаимодействию  $^{13}\text{C}$  с протонами.

На рис. 4 видно, что «ступенька» со стороны больших энергий взаимодействия соответствует максимальной энергии  $^{13}\text{C}$ , равной 16 МэВ (1.14 МэВ в с.ц.м) в газе, и форма спектра подобна спектру, полученному при изучении функции возбуждения  $p + ^{13}\text{C}$  (спектр на вставке [16]). Абсолютная величина сечения соответствует приблизительно 60 % влажности при температуре  $25^\circ\text{C}$ . Таким образом,

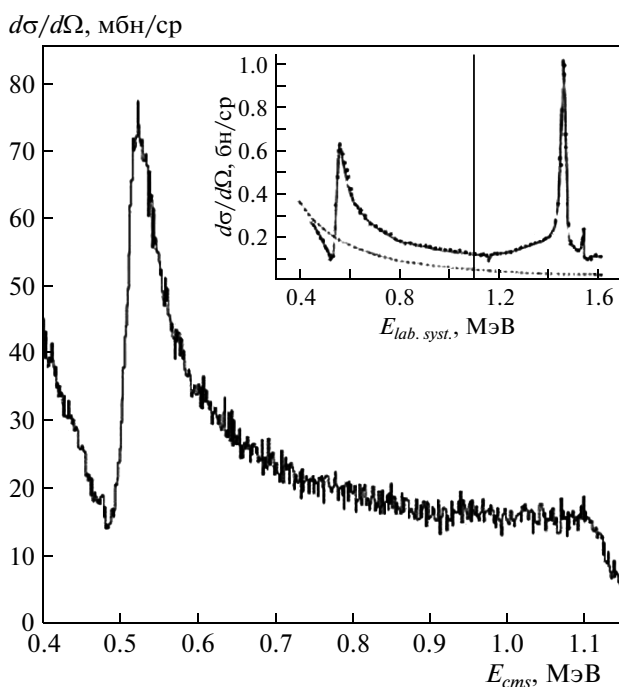


Рис. 4. Спектр взаимодействия  $^{13}\text{C}$  с воздухом. Угол регистрации  $180^\circ$  в с.с.м. На вставке показана функция возбужденного упругого рассеяния  $p + ^{13}\text{C}$  (энергия протонов указана в л.с.), измеренная в классическом подходе при угле  $160^\circ$  [16]

можно сделать заключение, что, несмотря на небольшую концентрацию паров воды в воздухе, водород дает основной вклад в спектр фона.

В то же время оказалось, что в спектре фона присутствуют большие энергии частиц, как видно в спектре рис. 4, в котором протоны могут иметь максимальную энергию, соответствующую максимальной энергии  $^{13}\text{C}$  в газе. Поэтому, чтобы показать эту часть спектра и сохранить шкалу энергий в системе центра масс  $p + ^{13}\text{C}$ , на рис. 5 мы увеличили начальную энергию  $^{13}\text{C}$  приблизительно до 27 МэВ (что выше максимально возможной энергии  $^{13}\text{C}$  на циклотроне, равной 22.5 МэВ), сохраняя единицы шкалы энергий, поскольку реакции на водороде оказались важными.

На рис. 5 ступенька при  $E_{cms} = 1.14$  МэВ указывает на верхнюю границу энергий протонов, соответствующую взаимодействию  $^{13}\text{C}$  с водородом в камере. Протоны более высоких энергий могут возникать в результате такого взаимодействия, если водород содержится во входном окне камеры или на его поверхности. В этом смысле интересен пик при 1.6 МэВ, который соответствует энергии  $^{13}\text{C}$ , близ-

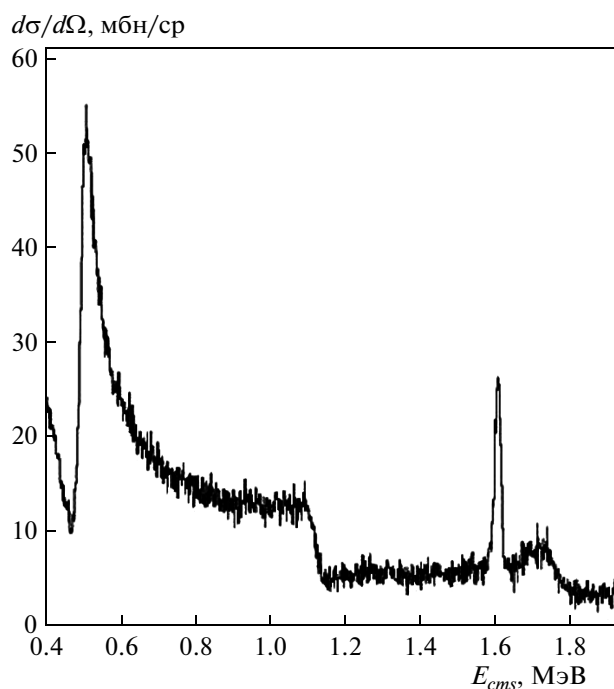


Рис. 5. Расширенный спектр взаимодействия  $^{13}\text{C}$  с воздухом

кой к ускоренной энергии (22.5 МэВ). При проверке мы получили, что этот пик действительно соответствует рассеянию  $^{13}\text{C} + p$  по кинематической зависимости энергии частиц отдачи от угла в лабораторной системе. Зная поперечное сечение упругого рассеяния  $^{13}\text{C} + p$ , можно оценить толщину слоя (вакуумной смазки) на поверхности окна, обращенной к пучку, в 0.01 мкм. Такой слой будет прозрачным, и он не заметен при визуальном осмотре.

В спектре на рис. 5 при большей энергии появилась еще одна «ступенька». Данная энергия соответствует максимальной энергии, которую могут оставить протоны в детекторе при его толщине около 350 мкм.

$\alpha$ -частицы оставляют больше энергии в детекторе, и спектр при более высоких энергиях, по-видимому, связан с ними. Очевидно, что непрерывный спектр протонов и  $\alpha$ -частиц при энергиях, больших, чем энергия водорода отдачи в газе (1.14 МэВ), обязан взаимодействию  $^{13}\text{C}$  с основными газами в воздухе, азотом и кислородом, а также с материалом входного окна. Как и ожидалось, непрерывный спектр указывает на отсутствие сильных молекулярных резонансов, и видно, насколько поперечные сечения нерезонансного взаимодействия меньше резонансного (с водородом).

Возвращаясь к спектру рис. 2, можно утверждать, что в нем отсутствуют какие-либо признаки, указывающие на присутствие воздуха. Вклад возможной примеси воздуха и материала окна составляет меньше 0.1 %, и этим вкладом можно пренебречь при анализе.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, на ускорителе тяжелых ионов ДЦ-60 в г. Астане проведены детальные измерения функции возбуждения упругого рассеяния  $^{13}\text{C} + ^4\text{He}$ . Благодаря применению метода ТМИК, полученные данные включают измерения при угле  $180^\circ$  в с.ц.м. Также удалось провести измерения при меньших энергиях. Полученные данные не содержат фона, связанного с присутствием примесей в мишенях.

Мы ожидаем, что  $R$ -матричный анализ этих данных даст сведения, интересные для исследований в областях астрофизики и физики кластеров в атомных ядрах.

Работа выполнена при финансовой поддержке АОО «Университет им. Н. Назарбаева» и гранта DOE DE-FG02-93ER40773.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. I. Iben, *Astrophys. J.* **196**, 525 (1975).
2. S. Goriely and L. Siess, *Astron. Astrophys.* **378**, L25 (2001).
3. C. Angulo, M. Arnould, M. Rayet et al., *Nucl. Phys. A* **656**, 3 (1999).
4. X. D. Tang, K. E. Rehm, I. Ahmad et al., *Phys. Rev. Lett.* **99**, 052502 (2007).
5. M. Freer, *Rep. Prog. Phys.* **70**, 2149 (2007).
6. M. Freer, E. Casarejos, L. Achouri et al., *Phys. Rev. Lett.* **96**, 042501 (2006).
7. A. A. Korshennikov, E. Yu. Nikolskii, T. Kobayashi et al., *Phys. Lett. B* **343**, 53 (1995).
8. V. Z. Goldberg, G. V. Rogachev, W. H. Trzaska et al., *Phys. Rev. C* **69**, 024602 (2004).
9. L. Buchmann, J. D'Auria, M. Dombisky et al., *Phys. Rev. C* **75**, 012804(R) (2007).
10. E. Johnson, G. V. Rogachev, V. Z. Goldberg et al., *Eur. Phys. J. A* **42**, 135 (2009).
11. G. W. Kerr, J. M. Morris, and J. R. Risser, *Nucl. Phys. A* **110**, 637 (1968).
12. B. K. Barnes, T. A. Belote, and J. R. Risser, *Phys. Rev. B* **140**, B616 (1965).
13. M. Heil, R. Detwiler, R. E. Azuma et al., *Phys. Rev. C* **78**, 025803 (2008).
14. K. Artemov, O. P. Beljanin, A. L. Wetoshkin et al., *Sov. J. Nucl. Phys.* **52**, 406 (1990).
15. <http://sourceforge.net/projects/nsclspectcl/files/SpecTcl-3.3/>.
16. E. A. Milne, *Phys. Rev.* **93**, 762 (1954).