

Квазимолекулярные состояния в реакции с изотопами углерода

С. Ю. Ториллов^{a1)}, Н. А. Мальцев^a, В. З. Гольдберг^{b2)}, К. А. Гриднев^a, В. И. Жеребчевский^a, Т. Лоннрот^{c2)},
Б. Г. Новацкий^d, И. М. К. Слотте^{e2)}, Ю. Г. Соболев^{e,f}, В. Х. Тшаска^{g2)}, Г. П. Тюрин^h, С. В. Хлебников^h

^a Санкт-Петербургский государственный университет, 199034 С.-Петербург, Россия

^b Cyclotron Institute, Texas A&M University, 77840 TX, USA

^c Department of Physics, Åbo Akademi, FIN-20500 Turku, Finland

^d Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, 123182 Москва, Россия

^e Флеровская лаборатория ядерных реакций, Объединенный институт ядерных исследований, 141980 Дубна, Россия

^f Nuclear Physics Institute, Academy of Sciences of Czech Republic, 25068 Rez, Czech Republic

^g Department of Physics, University of Jyväskylä, FI-40500 Jyväskylä, Finland

^h Радиевый институт им. Хлопина, 194021 С.-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 3 июня 2015 г.

Изучается угловое распределение продуктов реакции $^{14}\text{C}+^{12}\text{C}$ при энергиях $E_{cm} = 22.1, 23.5$ и 24.6 МэВ вблизи квазимолекулярного резонанса с энергией 23.5 МэВ. Рассмотрены каналы с выходом $^{8,9,10}\text{Be}$ для различных энергий возбуждения остаточного ядра. Полученные результаты анализируются с точек зрения кластерной и DWBA-модели. Показано, что подход, основанный на предположении о прямых процессах, воспроизводит характерные особенности полученных угловых распределений. В области резонанса обнаружены осцилляции, соответствующие образованию квазимолекулярного резонанса с угловым моментом 12^+ .

DOI: 10.7868/S0370274X15140015

Несмотря на многолетние исследования взаимодействия тяжелых ионов, вопросы, связанные с существованием квазимолекулярных резонансов и механизмом их образования, до сих пор во многом остаются открытыми, а полученные результаты ограничиваются описанием α -кластерных состояний и резонансов в системе $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ [1]. Большой интерес в этой области представляют легкие нейтроноизбыточные ядра в силу кластерного характера их структуры и стабилизирующей роли нейтронного избытка. В последние годы особое внимание было уделено структуре изотопов бериллия и углерода. Получен ряд интересных результатов [2–4], указывающих на существование в них состояний, обладающих ярко выраженной кластерной структурой даже при значительном избытке нейтронов. В настоящей работе рассматривается реакция $^{14}\text{C}+^{12}\text{C}$ с выходом различных изотопов бериллия вблизи обнаруженного в системе $^{14}\text{C}+^{12}\text{C}$ резонанса упругого рассеяния $E_{cm} = 23.5$ МэВ [5, 6]. Как было установлено [6], это со-

стояние отвечает квазимолекулярному резонансу с угловым моментом 18^+ , а функция возбуждения в данной области имеет одинаковую резонансоподобную структуру для ряда выходных каналов, включая возбужденные состояния $^{12,13,14}\text{C}$. Аналогичная структура наблюдается и для рассматриваемого нами канала $^{14}\text{C}(^{12}\text{C},^{10}\text{Be})^{16}\text{O}$. Интерес к этой реакции обусловлен значительным угловым моментом для такой легкой системы, что плохо согласуется с теоретическими предсказаниями на основе DWBA-подхода к описанию квазимолекулярных резонансов [7]. Вместе с тем возможность существования в рассматриваемой системе достаточно высокого момента косвенно подтверждается данными работы [8]. В ней показано, что остаточное ядро ^{22}Ne , образующееся в реакции $^{14}\text{C}(^{12}\text{C},\alpha)$, при рассматриваемых энергиях может иметь значительный для такого ядра спин 12^+ . Для изучения данной реакции и определения ее связи с квазимолекулярными состояниями нами были получены угловые распределения при энергиях $E_{cm} = 21.1$ и 24.6 МэВ вблизи резонанса и в точке резонанса при энергии 23.5 МэВ.

¹⁾ e-mail: s.torilov@spbu.ru

²⁾ V.Z. Goldberg, T. Lonnroth, J.M.K. Slotte, W.H. Trzaska

Эксперимент был выполнен на изохронном циклотроне Университета Ювяскюля (Финляндия). Пучок ^{12}C направлялся на самоподдерживающуюся мишень ^{14}C (толщина 280 мкг/см^2 , обогащение 90%). Система детекторов для регистрации продуктов реакции находилась в камере рассеяния диаметром 1.5 м . Регистрация продуктов производилась двумя позиционно-чувствительными газовыми ΔE - E -телескопами. Газовая часть детектора имела чувствительную площадь 18 см^2 . Она представляла собой пропорциональный счетчик для получения ΔE -сигнала и позиционной информации. Каждый телескоп содержал 10 кремниевых детекторов толщиной 380 мкм в качестве E -части. Точность получения информации об угле регистрации частицы составляла $\pm 0.2^\circ$.

Полученные для трех указанных энергий угловые распределения канала с выходом $^{10}\text{Be} + ^{16}\text{O}_{gs}$ приведены на рис. 1. Как видно, угловые распределения для всех рассмотренных энергий обладают осциллирующим характером с тенденцией увеличения сечения под малыми углами, а период их осцилляций в первом приближении можно описать квадратом полинома Лежандра. Для случая нерезонансных энергий порядок полинома не может быть определен однозначно. Вместе с тем наилучшие аппроксимации для 21.1 и 24.6 МэВ составляют 15 -й и 16 -й порядки соответственно, что хорошо совпадает с оценками углового момента l_{gr} для данных энергий [5]. В случае энергии 23.5 МэВ в распределении значений χ^2 для подгоночных полиномов существует резкий минимум, отвечающий полиному 12 -го порядка. Такое поведение характерно для изолированного резонанса. Угловые распределения для возбужденных состояний остаточного ядра ^{16}O и для случая выхода ^9Be оказались почти бесструктурными, причем сечение плавно спадает с ростом угла.

В простейшей модели для резонансных состояний, образующихся в реакциях с тяжелыми ионами, порядок полинома Лежандра, описывающий угловое распределение, соответствует угловому моменту в рассматриваемой системе. Угловые моменты, определенные таким методом, можно сравнить с предсказаниями квазиклассических моделей. На рис. 2 представлены данные о максимальных порядках парциальных волн, доступных во входном и в выходном каналах. Расчет проводился по формуле [9]

$$L_{cr} = R_0(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})\sqrt{(2\mu/\hbar^2)(E_{cm} - V_c)}, \quad (1)$$

где μ – приведенная масса, V_c – высота кулоновского барьера, $A_{1,2}$ – массовые числа, $R_0 = (1.55 - 0.00125)\eta$, η – параметр Зоммерфельда. Вид-

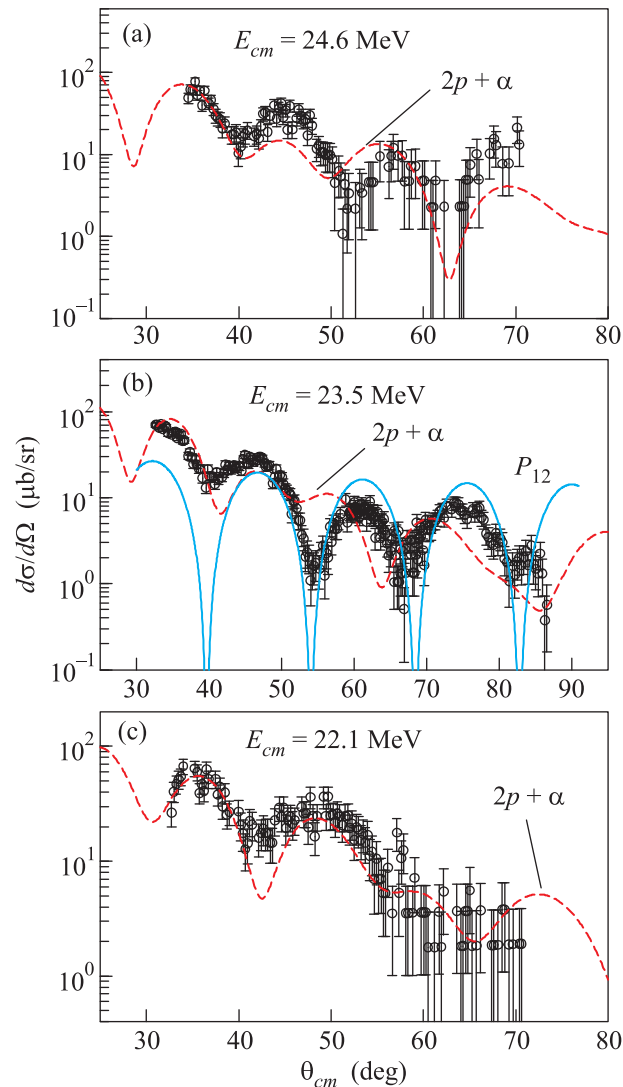


Рис. 1. Угловые распределения, полученные в настоящей работе. Штриховая линия – распределение, полученное на основе DWBA-модели (см. текст). Для распределения, соответствующего резонансной энергии $E_{cm} = 23.5\text{ МэВ}$, сплошной линией показано подгоночное значение квадрата полинома Лежандра 12 -го порядка

но, что в нашем случае не наблюдается плавного роста углового момента с энергией, как это имеет место в случае нерезонансных реакций. За исключением энергии 23.5 МэВ , прирост углового момента хорошо отвечает изменению максимального порядка парциальной волны. Учитывая близость моментов, полученных из квазиклассического анализа, и максимальных значений моментов парциальных волн, можно заключить, что значительную роль в реакциях при энергиях 21.1 и 24.6 МэВ играет поглощение волн с максимальным моментом.

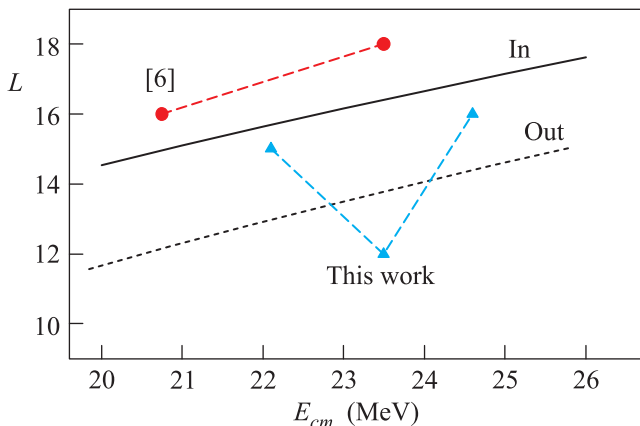


Рис. 2. Сравнение максимальных угловых моментов для входного и выходного каналов для реакции $^{14}\text{C}(^{12}\text{C}, ^{10}\text{Be})^{16}\text{O}$. Треугольники – экспериментальные данные. Сплошная линия – максимальные значения порядков парциальных волн для входного канала, пунктир – для выходного. Кружки – данные для резонансов из работы [6]

Следует отметить значительное различие в угловых моментах для входного и выходного каналов рассматриваемой реакции. В работе [6] состояниям $^{12}\text{C}+^{14}\text{C}$ с энергиями 20.75 и 23.5 МэВ приписаны угловые моменты 16 и 18 соответственно. В результате наклон графика также примерно соответствует росту с энергией значения L_{max} , хотя найденные величины углового момента лежат несколько выше, а найденное нами значение углового момента 12 – несколько ниже оценок L_{max} для выходного канала (см. рис. 2). В то же время найденные для известных резонансов в системе $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ угловые моменты для различных каналов (упругий и выход ^8Be) почти совпадают. Такая ситуация может возникнуть в случае, если наблюдаемое распределение не является следствием резонанса в системе и обусловлено механизмом прямой реакции при передаче достаточно тяжелого кластера. Так, в работе [10] подобная картина возникает вследствие процессов, связанных с передачей α -частицы.

Для оценки вклада прямых процессов был проведен расчет реакций передач в рамках модели DWBA. Были рассмотрены доступные в одноступенчатом приближении два прямых канала реакции. Их графическое представление приведено на рис. 3. Как видно, ядра-продукты идентичны, но переставлены местами, так что рассматриваемые каналы преобладают в разных угловых диапазонах реакции $^{14}\text{C}(^{12}\text{C}, ^{10}\text{Be})^{16}\text{O}$. Срыв двух протонов максимален в передней полусфере, а передача α -кластера определяет область больших углов. Таким образом, про-

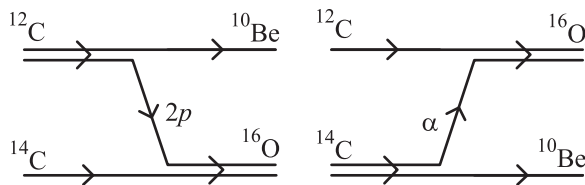


Рис. 3. Схемы одноступенчатых процессов передачи двух протонов и α -кластера

межуточные углы формируются за счет интерференции этих двух процессов и дифференциальное сечение реакции $^{14}\text{C}(^{12}\text{C}, ^{10}\text{Be})^{16}\text{O}$ можно записать как

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \sim |f_{2p}(\theta, S_{2p}) + f_{\alpha}(\pi - \theta, S_{\alpha})|^2, \quad (2)$$

где f_i – амплитуды реакций, $i = 2p$ – срыв двух протонов, $i = \alpha$ – α -кластерный подхват, $S_{2p, \alpha}$ – коэффициенты, определяющие величину вклада каждого механизма и равные произведению соответствующих спектроскопических амплитуд.

Расчет реакции $^{14}\text{C}(^{12}\text{C}, ^{10}\text{Be})^{16}\text{O}$ и анализ вкладов каналов были выполнены в рамках DWBA-модели программы FRESKO [11] с учетом кластерного приближения для описания процесса передачи. В качестве потенциала входного канала использовался оптический потенциал, найденный из анализа данных по упругому рассеянию $^{14}\text{C} + ^{12}\text{C}$, полученных в работе [6]. Параметры используемого потенциала типа Вудса–Саксона с объемным и поверхностным поглощениями фиксированы по энергии и равны $V_0 = 135.003$ МэВ, $r_0 = 1.200$ фм, $a_0 = 0.440$ фм, $W_0 = 29.841$ МэВ, $r_W = 1.352$ фм, $a_W = 0.114$ фм, $Wd_0 = 1.699$ МэВ, $r_{Wd} = 1.518$ фм, $a_{Wd} = 0.107$ фм. Для всех используемых в работе потенциалов параметр кулоновского радиуса был выбран равным $r_C = 1.250$ фм, а радиусы определялись выражением $R_i = r_i (A_t^{1/3} + A_p^{1/3})$. Тем не менее следует отметить, что использование простой энергонезависимой модели потенциала входного канала можно рассматривать только в качестве первого приближения, поскольку для более корректного описания упругого рассеяния $^{14}\text{C} + ^{12}\text{C}$ требуется учет упругой передачи двух нейтронов. Важность такого механизма для рассеяния продемонстрирована, например, в работе [12].

Ввиду отсутствия параметризации потенциала или данных по упругому рассеянию для выходного канала $^{10}\text{Be} + ^{16}\text{O}$ был использован модифицированный энергозависимый оптический потенциал с объемным поглощением для $^9\text{Be} + ^{16}\text{O}$ [13]. Его параметры представлены в таблице.

Параметры оптического потенциала $^{10}\text{Be} + ^{16}\text{O}$

E_{cm} , МэВ	22.1	23.5	24.6
V_0 , МэВ	134.000	138.665	142.554
r_0 , фм	0.964	0.940	0.925
a_0 , фм	0.694	0.707	0.716
W_0 , МэВ	11.500	11.744	11.939
r_W , фм	1.301	1.291	1.282
a_W , фм	0.694	0.707	0.716

Спектроскопические амплитуды были свободными параметрами расчета. Из анализа угловых распределений было получено, что спектроскопические амплитуды практически не зависят от энергии и составляют для $\langle ^{12}\text{C} | ^{10}\text{Be} \rangle_{g.s.}$ и $\langle ^{16}\text{O} | ^{14}\text{C} \rangle_{g.s.}$ 0.380 (срыв $2p$), а для $\langle ^{14}\text{C} | ^{10}\text{Be} \rangle_{g.s.}$ и $\langle ^{16}\text{O} | ^{12}\text{C} \rangle_{g.s.}$ 0.618 (подхват α -кластера).

Как видно из рис. 4, в угловом диапазоне полученных экспериментальных данных основной вклад

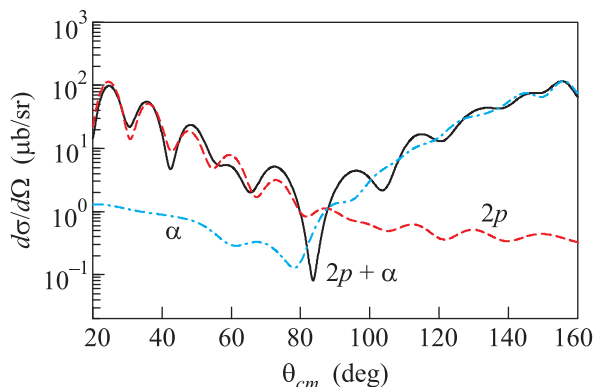


Рис. 4. Вклады каналов передачи двух протонов (штриховая линия), α -кластера (штрихпунктирная линия) и их интерференция (сплошная линия) для энергии $E_{cm} = 22.1$ МэВ

дает реакция передачи двух протонов, а влияние канала передачи α -кластера проявляется примерно начиная с угла 60° . Таким образом, в данном случае передача тяжелого кластера не является причиной возникновения резонансоподобной структуры. Тем не менее нужно отметить важность вклада α -кластерных конфигураций в структуру образуемых в реакции $^{14}\text{C} + ^{12}\text{C}$ ядер, поскольку относительные выходы канала для разных энергий возбуждения остаточного ядра ^{18}O свидетельствуют о подавлении состояний с конфигурацией $4p-2h$ при энергии 24.6 МэВ по сравнению с другими.

На рис. 1 было представлено сравнение расчетных и экспериментальных данных для реакции $^{14}\text{C}(^{12}\text{C}, ^{10}\text{Be})^{16}\text{O}$ для случая интерференции двух

рассмотренных каналов. Наблюдается хорошее согласие расчетов с экспериментальными результатами. Тем не менее необходимо отметить, что полученное интегральное сечение не воспроизводит экспериментальную функцию возбуждения, предсказывая плавный рост сечения с энергией. При энергии $E_{cm} = 23.5$ МэВ величина χ^2 возрастает на порядок, что может свидетельствовать о включении других механизмов реакции, в том числе и резонансных.

Таким образом, полученные результаты указывают на хорошее описание углового распределения в рамках DWBA-модели при нерезонансных энергиях $E_{cm} = 22.1$ и 24.6 МэВ и в первом приближении воспроизводят общие закономерности угловой зависимости при резонансной энергии $E_{cm} = 23.5$ МэВ. Это свидетельствует о применимости DWBA как метода описания нерезонансного фона в данной реакции. Отличия, возникающие при рассматриваемой энергии, могут быть результатом существования двух близко лежащих резонансов с угловыми моментами 18^+ и 12^+ . Первый из них, как было указано в начале работы, наиболее интенсивно проявляется в упругом канале. Интенсивность второго резонанса там мала, однако он становится заметен в канале $^{10}\text{Be} + ^{16}\text{O}$.

Учитывая, что исследуемая резонансоподобная структура при энергии $E_{cm} = 23.5$ МэВ наблюдается сразу в нескольких выходных каналах (в том числе и с возбужденными состояниями) можно заключить, что имеет место сложная квазимолекулярная структура компаунд-ядра ^{26}Mg , аналогичная обнаруженному при исследовании распадов высоколежащих резонансов в ^{24}Mg смешиванию конфигураций $|^8\text{Be} \otimes ^{16}\text{O}\rangle$ и $|^{12}\text{C} \otimes ^{12}\text{C}\rangle$ [14]. Похожая ситуация наблюдается в случае исследования реакции $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, ^8\text{Be})^{20}\text{Ne}$ [15]. Полученные результаты указывают на важность резонансных процессов и в случае нейтроноизбыточных ядер. Однако они не позволяют однозначно подтвердить резонансную природу рассматриваемого нами случая.

Для лучшего понимания природы возникающей структуры следует изучить угловое распределение прочих каналов, демонстрирующих признаки резонанса. Также с этой точки зрения представляет интерес исследование реакции $^{14}\text{C}(^{12}\text{C}, ^{10}\text{Be})^{16}\text{O}$ в районе энергии $E_{cm} = 19.7$ МэВ, где наблюдается аналогичная рассмотренной нами структура. В случае подтверждения гипотезы квазимолекулярности эта точка может соответствовать резонансу с угловым моментом 10^+ .

Работа выполнена при частичной поддержке гранта мобильности Академии Финляндии.

С.Ю. Торилов и В.И. Жеребчевский благодарны за поддержку гранта СПбГУ “Поддержка экспедиций и поездок в российские и зарубежные организации для проведения фундаментальных НИР” (# 11.42.1313.2014 и 11.42.1300.2014).

1. D. Jenkins and S. Courtin, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **42**, 034010 (2015).
2. H. G. Bohlen, W. von Oertzen, R. Kalpakchieva, B. Gebauer, S. M. Grimes, A. Lenz, T. N. Massey, M. Milin, Ch. Schulz, Tz. Kokalova, S. Torilov, and S. Thummerer, *Ядерная физика* **66**, 1539 (2003).
3. H. G. Bohlen, R. Kalpakchieva, W. von Oertzen, T. N. Massey, B. Gebauer, S. M. Grimes, T. Kokalova, A. Lenz, M. Milin, Ch. Schulz, S. Thummerer, S. Torilov, and A. Tumino, *Nucl. Phys. A* **734**, 345 (2004).
4. M. Ito, K. Kato, and K. Ikeda, *Phys. Lett. B* **588**, 43 (2004).
5. D. Konnerth, W. Trombik, K. G. Bernhardt, K. A. Eberhard, R. Singh, A. Strzalkowski, and W. Trautmann, *Nucl. Phys. A* **436**, 538 (1985).
6. R. M. Freeman, Z. Basrak, F. Haas, A. Hachem, G. A. Monnehan, and M. Youlal, *Phys. Rev. C* **46**, 589 (1992).
7. O. Tanimura, *Z. Phys. A* **319**, 227 (1984).
8. С.Ю. Торилов, К.А. Гриднев, В.И. Жеребчевский, М. Бреннер, Л.И. Виноградов, В.З. Гольдберг, Т.В. Коровицкая, Т. Лоннрот, Н.А. Мальцев, М. Муттерер, Б.Г. Новацкий, М. Норрби, И.М.К. Слотте, Ю.Г. Соболев, В.Х. Тшаска, Г.П. Тюрин, С.В. Хлебников, *Письма в ЖЭТФ* **94**, 8 (2011).
9. J. R. Huizenga, *UR-NSRL-90 report*, Rochester (1974).
10. R. Lichtenthäler Filho, A. Lépine-Szily, A. C. C. Villari, and O. Portezan Filho, *Phys. Rev. C* **39**, 884 (1989).
11. I. J. Thompson, *Comp. Phys. Rep.* **7**, 167 (1988).
12. K. A. Gridnev, N. A. Maltsev, and N. V. Leshakova, *Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys.* **77**, 852 (2013).
13. A. T. Rudchik, Yu. M. Stepanenko, K. W. Kemper, A. A. Rudchik, O. A. Ponkratenko, E. I. Koshchy, S. Kliczewski, K. Rusek, A. Budzanowski, S. Yu. Mezhevych, Val. M. Pirnak, B. Czech, R. Siudak, I. Skwirczynska, A. Szczurek, J. Choinski, and L. Glowacka, *Nucl. Phys. A* **860**, 8 (2011).
14. Ch. Xu, Ch. Qi, R. J. Liotta, R. Wyss, S. M. Wang, F. R. Xu, and D. X. Jiang, *Phys. Rev. C* **81**, 054319 (2010).
15. T. Sugimitsu, N. Hori, H. Fujita, Y. Funatsu, N. Kato, K. Kimura, M. Matsuo, S. Mitsuoka, T. Mukae, S. Niiya, T. Okamoto, H. Yamaguchi, and Y. Nakajima, *Nucl. Phys. A* **586**, 190 (1995).