

С.М. АФАНАСЬЄВ

Національний науковий центр "Харківський фізико-технічний інститут" НАН України
(Вул. Академічна, 1, Харків 61108; e-mail: afanserg@kipt.kharkov.ua)**ЕНЕРГЕТИЧНІ КОРЕЛЯЦІЇ α -ЧАСТИНОК
В КАНАЛІ УТВОРЕННЯ ОСНОВНОГО СТАНУ
ЯДРА ${}^8\text{Be}$ РЕАКЦІЙ ${}^{12}\text{C}(\gamma, 3\alpha)$ І ${}^{16}\text{O}(\gamma, 4\alpha)$**

УДК 539.172.3

Методом дифузійної камери в магнітному полі на пучці гальмівних фотонів з $E_{\gamma}^{\text{max}} = 150$ MeV, досліджено реакції ${}^{12}\text{C}(\gamma, 3\alpha)$ і ${}^{16}\text{O}(\gamma, 4\alpha)$. У розподілі подій за енергією відносного руху двох α -частинок для обох реакцій виявлено резонанс, ідентифікований як основний стан ядра ${}^8\text{Be}$. Виміряно парціальні перетини каналів його утворення й показано, що реалізується механізм взаємодії γ -кванта з віртуальною α -частинковою парою.

Ключові слова: фотоядерні реакції, основний стан ядра ${}^8\text{Be}$, дифузійна камера.

1. Вступ

Виконано дослідження реакцій повного α -частинкового фоторозщеплення ядер ${}^{12}\text{C}$ і ${}^{16}\text{O}$: ${}^{12}\text{C}(\gamma, 3\alpha)$ [I] і ${}^{16}\text{O}(\gamma, 4\alpha)$ [II]. Реакції можуть бути використані для перевірки $N\alpha$ -частинкової моделі ядер [1], а також для отримання додаткових відомостей про характер α - α взаємодії. Результати становлять інтерес як для багатотільної проблеми в цілому, так і для астрофізики й термоядерного синтезу [2]. У рамках послідовного двочастинкового розпаду в реакціях [I] і [II] можливе утворення збуджених ядер ${}^8\text{Be}^*$ і ${}^{12}\text{C}^*$. Існування нестабільного основного стану ядра ${}^8\text{Be}$ й екзотичного стану Хойла в ядрі ${}^{12}\text{C}$ (0^+ , $E^* = 7,65$ MeV) сприяло істотному просуванню в побудові теорії еволюції зірок [3]. А можливість виділення каналу з утворенням певного збудженого стану проміжного ядра може полегшити процес визначення механізму взаємодії γ -кванта з ядром-мішенню.

При спробі інтерпретації експериментальних даних по фоторозщепленню ядер з виходом α -частинок на основі моделі компаунд-ядра виникли труднощі принципового характеру: неможли-

вість передбачення структури повного перетину [4] та протиріччя, пов'язані із правилами відбору по ізотопспину [5]. Останнім часом значний прогрес отримала теорія кластерного фоторозщеплення легких ядер у рамках моделі нуклонних асоціацій [6]. При трактуванні збуджених станів ядра діаграмною технікою [7] у фотореакції можна відзначити такі стадії: віртуальний розпад ядра на кластер і остов, поглинання фотона кластером або остовом і наступне перерозсіювання частинок.

Дане повідомлення є продовженням публікацій [8, 9] результатів дослідження реакцій ${}^{12}\text{C}(\gamma, 3\alpha)$ і ${}^{16}\text{O}(\gamma, 4\alpha)$. Раніше ми спостерігали, що реакції йдуть за схемою послідовного двочастинкового типу. У даному матеріалі для кожної реакції виділено канали утворення основного стану ядра ${}^8\text{Be}$ й виконано їх спільний аналіз.

2. Метод експерименту

Експеримент виконано за допомогою дифузійної камери в магнітному полі [10], встановленої на гальмівному пучку фотонів від лінійного прискорювача електронів з максимальною енергією 150 MeV. З метою зменшення щільності мішені камера заповнювалася в першому циклі вимірів су-

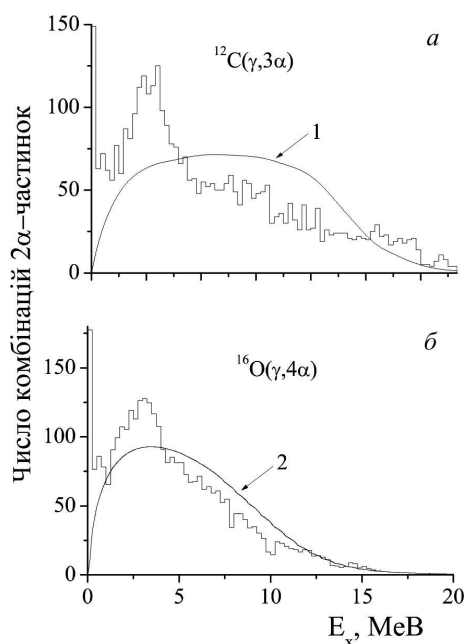


Рис. 1. Розподіл енергії відносного руху $\alpha\alpha$ -системи: реакція $^{12}\text{C}(\gamma, 3\alpha)$ (а), реакція $^{16}\text{O}(\gamma, 4\alpha)$ (б). Суцільні криві 1 і 2 – фазові розподіли

мішню метану та гелію, а в другому – сумішню кисню й гелію. Поєднання мішені й детектора дозволяло реєструвати продукти реакції малої енергії й досліджувати реакцію практично від її порога [11]. Похибка вимірювання імпульсу α -частинок залежить від його величини і довжини треку, та становить від 3 до 10%. Енергія α -частинок, що зупинились, визначалася зі співвідношення пробіг-енергія. Пробіг у суміші отримано з урахуванням перезарядження іона із середовищем, з використанням табличних даних [12] для декількох компонентів мішені.

Для обробки відбиралися трипроменеві (реакція $^{12}\text{C}(\gamma, 3\alpha)$) і чотирипроменеві ($^{16}\text{O}(\gamma, 4\alpha)$) зірки, промені яких належать двозарядним частинкам. Ідентифікація подій проводилася після вимірювання на підставі балансу імпульсів. В експерименті вісь OX була спрямована уздовж пучка γ -квантів. Накладалися граничні умови на величини $\Delta_x = \sum P_x^i - E_\gamma$, $\Delta_y = \sum P_y^i$ і $\Delta_z = \sum P_z^i$, де $P_{x(y,z)}^i$ – компонента тривимірного імпульсу i -ї кінцевої частинки. Енергія γ -кванта E_γ визначалася як сума кінетичних енергій кінцевих α -частинок і порога реакції. Яскраво виражений пік в області 0 відповідає подіям досліджуваної реакції. Закони збе-

реження енергії й імпульсу дозволяють уточнити результати вимірювання одного із треків, як правило, гірше всіх вимірююмого.

3. Виділення каналу утворення основного стану ядра ^8Be

Енергія відносного руху двох α -частинок у досліджуваних реакціях

$$E_x = \frac{(\mathbf{p}_i - \mathbf{p}_k)^2}{4m},$$

де i, k – їх номери, а m – маса α -частинки. Через нерозрізненість α -частинок заздалегідь не можна вибрати пару, яка утворювалася в результаті розпаду ядра ^8Be . Тому для однієї події вимірювалось три значення E_x реакції [I] і шість значень E_x реакції [II]. На рис. 1 гістограмою наводяться всі комбінації значень E_x . Крок гістограми – 0,25 MeV.

Експериментальні розподіли порівнювалися з фазовими [13]:

$$f_1(E_x) = E_x^{1/2}(E_x^{\max} - E_x)^{1/2}$$

(крива 1) для реакції [I] і

$$f_2(E_x) = E_x^{1/2}(E_x^{\max} - E_x)^2$$

(крива 2) для реакції [II]. E_x^{\max} – максимальна енергія в системі двох α -частинок, що дорівнює повній енергії у системі центра мас (с.ц.м.) реакції. Фазовий розподіл обчислено для гальмівного пучка γ -квантів підсумовуванням розподілів по вузьких інтервалах, де енергія γ -кванта вважалася постійною. Площа під такими інтервалами нормувалася на число подій, що приходяться на цей інтервал. Фазові розподіли на рис. 1 показані суцільними кривими. Відмінність експериментального розподілу від фазового, особливо в області при $E_x < 0,25$ MeV, дозволяє зробити висновок про те, що в реакціях [I] і [II] утворюються збуджені стани ядра ^8Be . Слід зазначити подібність функцій збудження з максимумами при тих самих значеннях E_x ($\sim 0,1$ і $\sim 3,0$ MeV), що свідчить про утворення однакових рівнів ядра ^8Be .

Резонанс при енергії відносного руху двох α -частинок до 0,25 MeV на рис. 1, показано на рис. 2, а із кроком 20 KeV. На цьому рисунку й далі темні кружечки – реакція [I], світлі кружечки – реакція [II]; помилки – статистичні. Дані по реакції [I] узяті з роботи [8].

Максимуми при $E_x < 0,25$ MeV підігнані розподілами Гауса з положенням максимуму при $E_0^I = 0,089 \pm 0,004$ MeV, шириною на напіввисоті $\Gamma^I = 0,056 \pm 0,003$ MeV (реакція [I], крива 1) і $E_0^{II} = 0,095 \pm 0,005$ MeV, $\Gamma^{II} = 0,088 \pm 0,009$ MeV (реакція [II], крива 2). З даних спектрометричних вимірів [14] відомо, що параметри основного стану (ОС) ядра ${}^8\text{Be}$: $E_0 = 0,092$ MeV, $\Gamma = 5,57$ eV, квантові числа – $J^\pi = 0^+$. Положення максимумів (експериментальних і табличного) у межах похибки збігаються. Отже, концентрацію подій у околі 0,1 MeV можна пояснити утворенням ОС ядра ${}^8\text{Be}$. Раніше відзначалося [8], що спостережувана в даному експерименті ширина резонансу може визначатися апаратурним фактором. Слід зазначити, що зі збільшенням числа кінцевих частинок положення максимуму ОС зміщується у бік збільшення енергії, а також зростає ширина рівня. Можливо, у величину ширини резонансу додається ефект взаємодії частинок у кінцевому стані.

На рис. 2, б наведені кутові розподіли α -частинок у с.ц.м. ядра ${}^8\text{Be}$ для подій при $E_x < 0,25$ MeV. Полярний кут β_α відлічується від напрямку руху ядра ${}^8\text{Be}$. Кутові розподіли близькі до ізотропних. Це означає, що орбітальний момент $l = 0$ і квантові числа – $J^\pi = 0^+$, як і повинно бути в ОС ядра ${}^8\text{Be}$.

Встановлено, що, в основному, внесок у цей резонанс дає тільки одна з можливих $\alpha\alpha$ -комбінацій. У випадку 1,17% або 1,85% подій реакцій [I] або [II] відповідно, можливий внесок у цю енергетичну область більш ніж однієї комбінації події. Наявність декількох комбінацій проявляється при малих енергіях фотона, і в цих комбінаціях однією з частинок є низькоенергетична α -частинка.

Події, у яких одна з пар α -частинок відповідає утворенню ОС ядра ${}^8\text{Be}$, надійно виділяються. Подальший аналіз буде виконано для подій тільки цих парціальних каналів. Відносний вихід каналів – 12,2% для реакції [I] і 25,44% для реакції [II], незважаючи на те, що число подій приблизно однакове (значення при $E_x = 0,1$ MeV на рис. 1). У подіях, для яких у цій області енергій можливо кілька комбінацій, резонансною парою вважалася та, у якій значення E_x було ближче до значення $E_0 = 0,092$ MeV. Також, можна відзначити, що відношення виходів каналу утворення ОС ядра ${}^8\text{Be}$ в реакціях [I] і [II] (12,2 і 25,44) про-

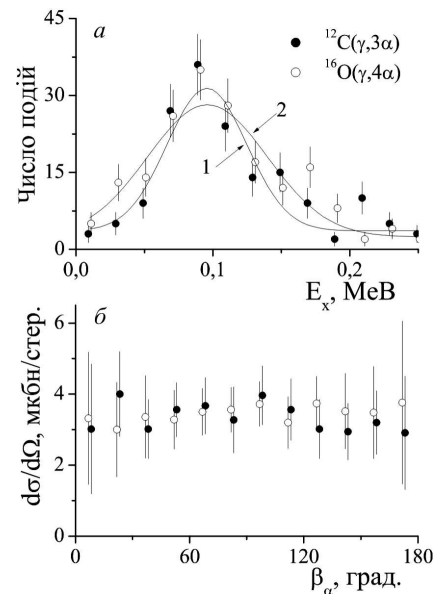


Рис. 2. Енергії відносного руху $\alpha\alpha$ -системи при $E_x < 0,25$ MeV (а), кутові розподіли α -частинок у с.ц.м. ОС ядра ${}^8\text{Be}$ (б)

порційно відношенню числа можливих комбінацій α -частинок (3 і 6).

4. Парціальні перетини каналу утворення основного стану ядра ${}^8\text{Be}$

На рис. 3, а крапками наведені парціальні перетини каналу утворення ОС ядра ${}^8\text{Be}$ із кроком 1 MeV залежно від повної кінетичної енергії кінцевої системи, визначеної як $T_0 = E_\gamma - Q_{I,II}$, де $Q_{I,II}$ – поріг відповідно реакцій [I] і [II]. Крапки поставлені посередині інтервалу. Раніше, у роботі [8], було наведено парціальний перетин суми каналів утворення ОС ядра ${}^8\text{Be}$ і резонансу аномалія-примара (АП). Було встановлено, що АП є сателітом ОС і виникає за рахунок викривлення функції збудження ОС, що швидко змінюється біля порога розпаду ядра ${}^8\text{Be}$ внаслідок проникання α -частинки через потенціальний бар'єр. У даній роботі для коректного порівняння парціальних каналів для реакцій [I] наведено дані тільки стосовно ОС ядра ${}^8\text{Be}$. Визначено інтегральні перетини парціальних каналів утворення ОС ядра ${}^8\text{Be}$: $\sigma_0^I = 0,56 \pm 0,04$ MeV · мбн (реакція [I]) і $\sigma_0^{II} = 0,51 \pm 0,04$ MeV · мбн (реакція [II]).

У кривій збудження парціальних перетинів спостерігаються кілька максимумів. Кривими 1 і 2 для реакцій [I] і [II], відповідно, на рис. 3, а по-

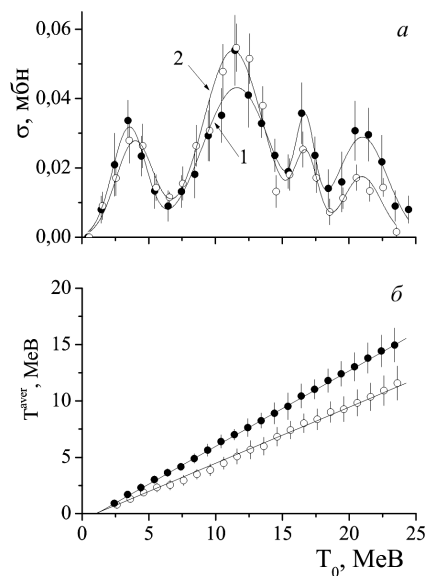


Рис. 3. Перетин каналів утворення основного стану ядра ${}^8\text{Be}$ (а), залежність розподілу середньої енергії α_1 -частинки від повної енергії кінцевої системи (б)

казано фітування перетинів лінійною комбінацією 4-х функцій Гауса, у результаті якого визначені енергії положення максимумів T_0 і їх ширини Γ . Результати підгонки представлено в таблиці у 1-й і 2-й колонках для реакції [I] і у 3-й і 4-й колонках для реакції [II]. Положення максимумів і їх ширини для реакцій у межах похибки збігаються.

Якісно резонансна структура парціального перетину може бути пояснена в рамках моделі поглинання γ -кванта α -частинковою парою. На першому етапі фотон взаємодіє з віртуальним ква-

Резонанси в перетинах каналу утворення ОС ядра ${}^8\text{Be}$

Експеримент				Література [14]	
Реакція [I]		Реакція [II]		Рівні ядра ${}^8\text{Be}$	
T_0 , MeV	Γ , MeV	T_0 , MeV	Γ , MeV	E_0 , MeV	Γ , MeV
$3,55 \pm 0,22$	$2,49 \pm 0,38$	$3,96 \pm 0,21$	$2,81 \pm 0,34$	3,04	1,5
$11,61 \pm 0,26$	$5,14 \pm 0,67$	$11,32 \pm 0,19$	$4,51 \pm 0,42$	11,4	3,5
$16,72 \pm 0,21$	$1,33 \pm 0,46$	$16,79 \pm 0,22$	$1,67 \pm 0,47$	$\sim 16,78$	$\sim 0,5$
$21,01 \pm 0,35$	$3,67 \pm 0,68$	$20,97 \pm 0,43$	$2,82 \pm 0,63$	>20	$\sim 2,0$

зіберилієм, переводячи його в збуджений стан ${}^8\text{Be}^*$. Зі збільшенням енергії γ -кванта відкриваються канали, пов'язані з більш високими рівнями віртуального ядра ${}^8\text{Be}^*$. Параметри цих станів і проявляються в перетині парціальних каналів: $E_\gamma - Q_{I,II} = E_0^*$, де E_0^* – значення максимуму рівня ядра ${}^8\text{Be}$. В таблиці у 5-й і 6-й колонках наведені параметри декількох рівнів ядра ${}^8\text{Be}$ [14]. Положення експериментальних максимумів (1 і 3 колонки) якісно збігаються з табличними (5 колонка). Ширини в експерименті (2 і 4 колонки) перевищують ширини збуджених станів віртуального квазіядра ${}^8\text{Be}$ (6 колонка).

На другому етапі одна α -частинка з ядра ${}^8\text{Be}^*$ першою залишає ядро, а ті α -частинки, що залишились, утворюють проміжне збуджене ядро, яке потім розпадається. У випадку реакції [I] це ОС ядра ${}^8\text{Be}$, яке ми й спостерігаємо в експерименті.

Із запропонованої моделі взаємодії виходить, що перша α -частинка, що вилетіла, має кореляційну залежність із повною кінетичною енергією системи T_0 . На рис. 3, б наведено залежності середньої кінетичної енергії T^{aver} α -частинки від T_0 . Середня енергія T^{aver} вираховувалась для частинок, що потрапили в 1-МеВний інтервал T_0 . У випадку реакції [I] перша α -частинка ідентифікована надійно, а у випадку реакції [II] із двох α -частинок, що не утворюють ОС ядра ${}^8\text{Be}$, бралася α -частинка з більшою енергією.

Виконано фітування лінійною функцією $T^{\text{aver}} = a + b \cdot T_0$, і визначено тангенс кута нахилу для T^{aver} : $b^{\text{exp}} = 0,671 \pm 0,023$ для реакції [I] (крива 1) і $b_{II}^{\text{exp}} = 0,498 \pm 0,022$ для реакції [II] (крива 2). Можна відзначити, що у всьому діапазоні енергій значення b_I^{exp} і b_{II}^{exp} вище відповідних статистичних значень ($b_I^{\text{stat}} = T_0/3$ для реакції [I] і $b_{II}^{\text{stat}} = T_0/4$ для реакції [II]), причому співвідношення $b^{\text{exp}}/b^{\text{stat}} \sim 2$ виконується для обох реакцій. Якісно експериментальну залежність можна описати як $T^{\text{aver}} = \frac{M}{A} \cdot T_0$, де M, A – атомне число ядер ${}^8\text{Be}$ й мішені (${}^{12}\text{C}$ або ${}^{16}\text{O}$) відповідно.

5. Висновки

У реакціях ${}^{12}\text{C}(\gamma, 3\alpha)$ і ${}^{16}\text{O}(\gamma, 4\alpha)$ виміряно розподіл подій за енергією відносного руху двох α -частинок. Визначено, що утворюється проміжне збуджене ядро ${}^8\text{Be}$, і виділено канали утворення основного стану ядра ${}^8\text{Be}$.

Виміряно парціальні перетини каналу утворення основного стану ядра ${}^8\text{Be}$ залежно від повної кінетичної енергії системи для обох реакцій. У перетині спостерігаються чотири максимуми, положення яких збігається для обох реакцій. Виявлена кореляція між енергією, що відповідає максимуму перетину й енергією збудження ядра ${}^8\text{Be}$ E_0 : $E_\gamma - Q_{I,II} = E_0$, де $Q_{I,II}$ – поріг реакції [I] або [II]. Якісно результати було пояснено в рамках моделі поглинання γ -кванта віртуальною α -частинковою парою.

1. A. Tohsaki, N. Horiuchi, P. Schuck, G. Ropke. Condensation in ${}^{12}\text{C}$ and ${}^{16}\text{O}$. *Phys. Rev. Lett.* **87**, 192501 (2008).
2. A. Coc, C. Angulo, E. Vangioni-Flamk *et al.* Big Bang nucleosynthesis, microwave anisotropy, and the light element abundances. *Nucl. Phys. A.* **752**, 522 (2005).
3. F.-K. Thielemann, F. Brachwitz, C. Freiburghaus *et al.* Element synthesis in stars. *Prog. Part. Nucl. Phys.* **46**, 5 (2001).
4. Р.И. Джибути, Р.Я. Кезерашвили, Н.И. Шубитидзе. Фоторасщепление α -кластерных ядер на α -частицы. *Ядерная Физика* **55**, 3233 (1992).
5. M. Gell-Mann, V.L. Telegdi. Consequences of charge independence for nuclear reactions involving photons. *Phys. Rev.* **91**, 169 (1953).
6. О.Ф. Немец, В.Г. Неудачин, А.Т. Рудник и др. *Нуклонные ассоциации в атомных ядрах и ядерные реакции многонуклонных передач* (Наукова думка, 1988).
7. Г.И. Читанава. Исследование зависимости резонансной структуры функций возбуждения ядер ${}^{11}\text{B}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$ от типа входного и выходного каналов. *Ядерная Физика* **42**, 145 (1985).
8. С.Н. Афанасьев, А.Ф. Ходячих. О механизме образования возбужденных состояний ядра ${}^8\text{Be}$ в реакции ${}^{12}\text{C}(\gamma, 3\alpha)$. *Ядерная Физика* **71**, 1859 (2008).
9. С.Н. Афанасьев. Механизм образования ядра ${}^8\text{Be}$ в реакциях ${}^{12}\text{C}(\gamma, 3\alpha)$ и ${}^{16}\text{O}(\gamma, 4\alpha)$. *Научный Вестник Ужгородського університету. Серія Фізика* **30**, 148 (2011).
10. Ю.М. Аркатов, П.И. Вацет, В.И. Волощук и др. Установка для изучения фотоядерных реакций. *ПТЭ* **3**, 205 (1969).
11. Ю.М. Аркатов, П.И. Вацет, В.И. Волощук и др. *Метод обработки стереофотографий с диффузионной камеры* (Препринт ХФТИ АН УССР, № 70-37, 1970).
12. О.Ф. Немец, Ю.В. Гофман. *Справочник по ядерной физике* (Наукова думка, 1975).
13. А.М. Балдин, В.И. Гольданский, В.М. Максименко, И.Л. Розенталь. *Кинематика ядерных реакций* (Атомиздат, 1968).
14. D.R. Tilley, J.H. Kelley, J.L. Godwin, *et al.* Energy levels of light nuclei $A = 8, 9, 10$. *Nucl. Phys. A.* **745**, 155 (2004).

Одержано 09.04.19

S.N. Afanasyev

ENERGY CORRELATIONS OF α -PARTICLES IN THE ${}^8\text{Be}$ -NUCLEUS GROUND-STATE FORMATION CHANNEL OF THE ${}^{12}\text{C}(\gamma, 3\alpha)$ AND ${}^{16}\text{O}(\gamma, 4\alpha)$ REACTIONS

S u m m a r y

The method of diffusion chamber in the magnetic field making use of a bremsstrahlung beam with a maximum photon energy of 150 MeV is applied to study the ${}^{12}\text{C}(\gamma, 3\alpha)$ and ${}^{16}\text{O}(\gamma, 4\alpha)$ reactions. A resonance identified as the ground state of ${}^8\text{Be}$ nucleus is found in the distribution of events over the energy of the relative motion of two α -particles. The partial cross-sections of the ${}^8\text{Be}$ nucleus formation channels are measured. It is shown that the mechanism of interaction between a γ -quantum and a virtual α -particle pair takes place in this case.