

**ПРО ДЕЯКІ МЕХАНІЗМИ ВЗАЄМОДІЇ АЛЬФА-ЧАСТИНОК  
З ЕНЕРГІЄЮ 27.2 МеВ З ЯДРАМИ ВУГЛЕЦЮ**

**О. К. Горпинич, Віт. М. Пірнак, О. М. Поворозник, Ю. С. Рознюк, Б. Г. Стружко**

На циклотроні У-120 у кореляційному експерименті паралельно з вивченням  $\alpha+d$  взаємодії досліджувалися механізми збудження та розпаду станів ядра  $^{12}\text{C}$ , утворених внаслідок опромінення дейтерій-вуглецевої мішені пучком альфа-частинок з енергією 27.2 МеВ, шляхом реєстрації збігів альфа-частинок. Встановлено, що основними механізмами проходження  $\alpha+^{12}\text{C}$  взаємодії при даній енергії є утворення ядер  $^{12}\text{C}$  в збуджених станах, які розпадаються з вильотом альфа-частинки та ядра  $^8\text{Be}$  в основному та збуджених станах з подальшим його розпадом на дві альфа-частинки. Виявлено інтенсивне заселення рівня ядра  $^8\text{Be}$  з енергією збудження близько 7 МеВ.

Численні дослідження взаємодії, що виникає внаслідок зіткнення двох ядер, показали, що існує велика ймовірність вильоту різних фрагментів, а не тільки нуклонів [1 - 4]. Протягом останніх років значна кількість робіт присвячується дослідженню кластерної природи структури легких ядер. З цієї точки зору найбільш привабливим є дослідження ядер  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$ , багато особливостей яких пояснюються на основі альфа-кластерної моделі. У даній роботі проводяться дослідження механізмів реакції ( $\alpha$ ,  $2\alpha$ ) на ядрі  $^{12}\text{C}$  при енергії пучка альфа-частинок 27.2 МеВ, шляхом реєстрації  $\alpha$ - $\alpha$  збігів для таких пар кутів вильоту альфа-частинок:  $18.9^\circ$ -  $22.25^\circ$ ;  $18.9^\circ$ -  $24.25^\circ$   $\Delta\phi = 180^\circ$ . Як мішень використовували дейтерій-поліетиленову плівку товщиною 400 мкг/см<sup>2</sup>. Продукти реакції реєструвались за допомогою двох  $\Delta E$ - $E$  телескопів. Усі експериментальні умови були такі ж, як і в [5], оскільки наведене в тій роботі дослідження  $\alpha+d$  системи проводилось паралельно в одних і тих же експериментальних експозиціях.

Важливість коректного визначення енергії в кореляційному експерименті не викликає сумніву. У багаточастинкових реакціях енергія частинки, яка налітає, розподіляється між продуктами реакції згідно з кінематикою. При дослідженні таких процесів надзвичайно важливо знати абсолютні значення енергій частинок, що утворюються у вихідному каналі. З цією метою проводиться енергетична калібровка детекторів, які реєструють частинки. У кореляційному експерименті для ідентифікації типу частинок, як мінімум, використовується два телескопи напівпровідникових детекторів, кожний з яких складається з кремнієвих  $\Delta E$  та  $E$ -детекторів. Калібровка кожного детектора проводиться окремо. Традиційно для калібровки детекторів використовуються джерела випромінювання альфа-частинок з розпаду радіоактивних ізотопів урану, плутонію та радію. Оскільки енергія альфа-частинок, що випромінюються цими джерелами обмежується величиною приблизно 8 МеВ, а для цієї енергії пробіг альфа-частинок у кремнії складає біля 50 мкм, то таким чином можна калібрувати лише тонкі детектори. Для калібровки  $E$ -детекторів використовуються продукти ядерних реакцій на мішенях з відомим ізотопним складом. До недоліків такої процедури відноситься той факт, що калібровка  $\Delta E$ -детектора проводиться поза умов конкретного експерименту і тому потрібно забезпечити точне відтворення всіх характеристик (напруга зміщення, коефіцієнти підсилення спектрометричних трактів і т. п.), що є проблематичним в умовах реального експерименту. У даній роботі пропонується процедура калібровки, вільна від цих недоліків, що дозволяє відмовитись від використання альфа-джерел. Відомо, що телескопи, які складаються з "прострільного" ( $\Delta E$ ) та детектора повного поглинання ( $E$ ), що включені на збіг, широко використовуються з метою ідентифікації заряджених продуктів реакцій. На рис. 1 показано типовий двовимірний спектр ( $256 \times 256$  каналів), де по осі ординат відкладено втрати енергії налітаючої частинки в  $\Delta E$ -детекторі, а по осі абсцис – повна втрата енергії. Цифрами позначено положення піків від розсіяння альфа-частинок на

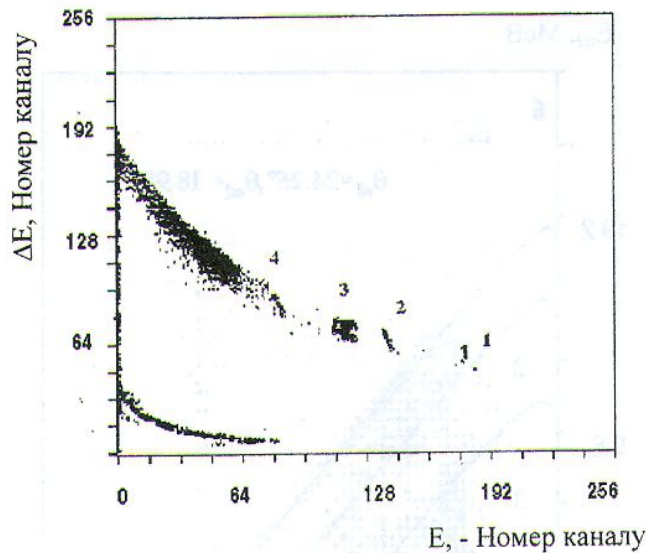


Рис. 1. Двовимірний  $\Delta E$ - $E$ -спектр продуктів  $\alpha + {}^{12}\text{C}$  взаємодії для кута реєстрації  $22.25^\circ$ .

вуглецеві та дейтерії: 1 – пружне розсіяння, 2, 4 – непружне розсіяння із збудженням станів ядра  ${}^{12}\text{C}$  (4,43 та 9,63 MeV відповідно); 3 – пружне розсіяння альфа-частинок на дейтерії. Енергії, яким відповідають ці положення піків на спектрах, відомі з кінематичних розрахунків для заданої енергії частинок, які налітають, та кута, під яким реєструються продукти взаємодії. Кожне значення енергії  $E_i$  ( $N_{yi}$ ,  $N_{xi}$ ) на локусі альфа-частинок є сумою двох частин -  $E_{xi}$  та  $E_{yi}$ :

$$E_i(N_{yi}, N_{xi}) = E_{xi} + E_{yi}, \quad (1)$$

де  $N_{xi}$ ,  $N_{yi}$  - число каналів по осям  $x$  та  $y$  відповідно. Виходячи з вимог лінійності до спектрометричних трактів можемо

записати загальне рівняння

$$E_i(N_{yi}, N_{xi}) = C_1 N_{xi} + C_3 + C_2 N_{yi} + C_4, \quad (2)$$

де  $C_1$ ,  $C_2$  – калібровочні коефіцієнти, які являють собою ціну каналу (MeV/канал) для  $E$  та  $\Delta E$  детекторів відповідно;  $C_3$ ,  $C_4$  – константи, які визначаються властивостями спектроскопічних трактів  $E$  та  $\Delta E$  відповідно;  $i$  – номер калібровочного піка.

Якщо знати точно товщину  $\Delta E$ -детектора ( $\Delta X$ ) та використовувати значення питомих енергетичних втрат  $dE(E)/dx$  від енергії для кремнію, можна складову енергії  $E_{yi}$  записати як

$$dE(E_i)/dx (\Delta X) = C_2 N_{yi} + C_4, \quad (3)$$

звідки можна визначити коефіцієнти  $C_2$  і  $C_4$ .

Підставивши (3) в загальне рівняння (2), отримаємо систему рівнянь для  $i$ -точок:

$$E_i(N_{yi}, N_{xi}) = C_1 N_{xi} + C_3 + (dE_i(E_i)/dx) (\Delta X), \quad (4)$$

з яких визначаємо решту калібровочних коефіцієнтів:  $C_1$  і  $C_3$ .

У реальному експерименті завжди є деяка невизначеність у товщині  $\Delta E$ -детектора: це й похибка вимірювання товщини детектора при виготовленні, і залежність чутливого шару від напруги зміщення тощо. Похибка визначення дійсної товщини  $\Delta E$ , як видно з рівнянь (3) і (4), може суттєво впливати на величину калібровочних коефіцієнтів. З метою усунення цієї невизначеності, використовуючи знайдені параметри, проводимо пряму лінію через реперні точки 1 - 4 за методом найменших квадратів, змінюючи величину товщини  $\Delta E$ -детектора у визначених межах із кроком 10 мкм, за допомогою цієї процедури визначаються як дійсна товщина "тонкого" детектора, так і калібровочні коефіцієнти. На рис. 2 показано матриці збігів альфа-частинок, побудовані з визначеними за вище описаною процедурою калібровочними коефіцієнтами. На осях  $E_1$  та  $E_2$  відкладено абсолютні величини енергій альфа-частинок (MeV).

Із вивчення структури  ${}^{12}\text{C}$  за допомогою різноманітних ядерних реакцій у широкому енергетичному діапазоні [2, 6, 7] вважається, що розпад ядра  ${}^{12}\text{C}$  на три альфа-частинки відбувається, в основному, шляхом послідовного розпаду збуджених станів  ${}^{12}\text{C}$  через

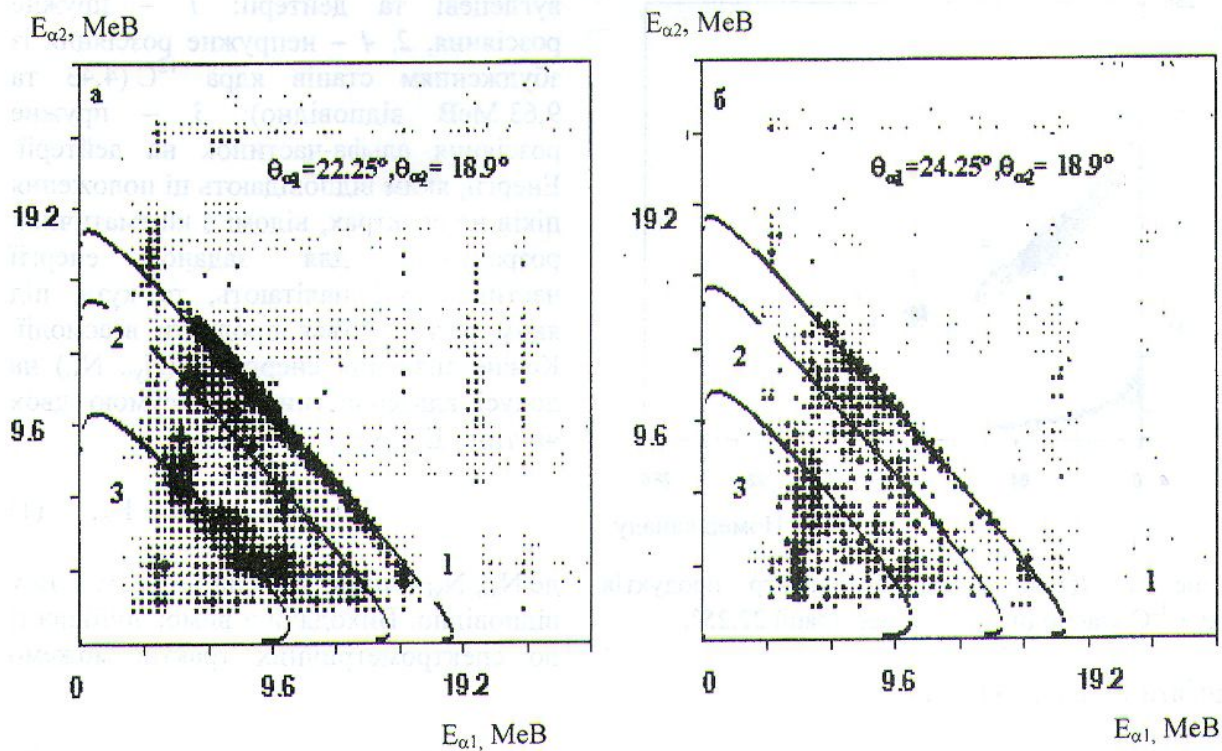


Рис. 2. Матриці  $\alpha$ - $\alpha$  збігів, отримані внаслідок  $\alpha + {}^{12}\text{C}$  взаємодії при  $E_\alpha = 27.2$  MeV.

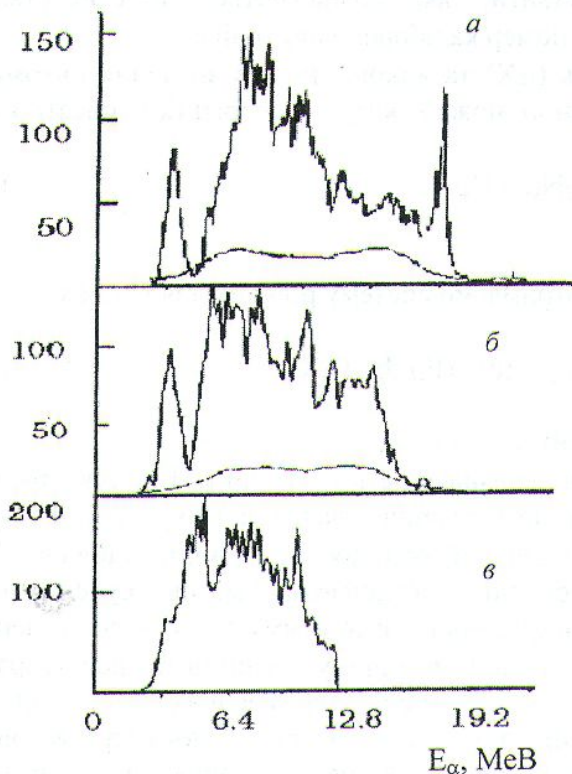


Рис. 3. Проекції локусів матриці  $\alpha$ - $\alpha$  збігів на вісь енергії альфа-частинок. Суцільні нижні лінії: *a* – вклад від утворення  ${}^8\text{Be}_{0,c} + {}^8\text{Be}_{2,94}$ ; *б* – вклад від утворення  ${}^8\text{Be}_{2,94} + {}^8\text{Be}_{2,94}$ .

збудження та подальший розпад станів  ${}^8\text{Be}$ . Здебільшого у таких дослідженнях спостерігалися послідовні розпади через формування основного вузького  $\sim 7$  eV стану  ${}^8\text{Be}(0^+)$  та першого збудженого стану  ${}^8\text{Be}(E^* = 2.94 \text{ MeV}, 2^+)$  [8] з їх подальшим розпадом на дві альфа-частинки. Як видно з отриманих нами двовимірних матриць  $\alpha$ - $\alpha$  збігів (див. рис. 2), спостерігаються три різні за шириною та заселеністю локуси. Перший вузький локус, позначений цифрою 1, відповідає проходженню  ${}^{12}\text{C} + \alpha$  взаємодії через тричастинкову реакцію  ${}^{12}\text{C}(\alpha, \alpha\alpha){}^8\text{Be}_{0,c}$ , що підтверджує й розрахункова кінематична крива, яка проходить через цей локус. Два інших локуси значно ширші й відповідають утворенню у вихідному каналі двох альфа-частинок та ядра  ${}^8\text{Be}$  в різних збуджених станах. Проходження  ${}^{12}\text{C} + \alpha$  взаємодії через утворення  ${}^8\text{Be}$  в першому збудженому стані (енергія збудження 2.94 MeV; ширина 1.5 MeV;  $2^+$ ) відповідає другому локусу (цифра 2) на матриці, кінематична крива, яка через нього проходить, відповідає  ${}^{12}\text{C}(\alpha, \alpha\alpha){}^8\text{Be}_{2,94 \text{ MeV}}$  реакції. Третій, найширший і найінтенсивніший локус, який проявляється в отриманих експерименталь-

них даних, на нашу думку, відповідає формуванню у вихідному каналі крім двох альфа-частинок ще і збудженого ядра  ${}^8\text{Be}$  з енергією збудження  $\sim 6 - 7 \text{ MeV}$  ( $0^+$ ), про існування якого згадується в [9], але який відсутній у загально відомій роботі [8]. Кінематичну криву, яка відповідає  ${}^{12}\text{C}(\alpha, \alpha\alpha){}^8\text{Be}^*_{\sim 7 \text{ MeV}}$  реакції, позначено цифрою 3.

На рис. 3 показано проекції *a*, *b*, *c* локусів, позначених на матриці  $\alpha$ - $\alpha$  збігів відповідно цифрами 1, 2, 3, на вісь енергії альфа-частинок для кутів реєстрації альфа-частинок -  $22.25^\circ$  та  $18.9^\circ$ . Усі проекції мають складну резонансну структуру, що свідчить про утворення збуджених рівнів ядра  ${}^{12}\text{C}^*$ , які на другій стадії розпадаються на альфа-частинку та ядро  ${}^8\text{Be}$  в основному стані та двох збуджених станах. Суцільні криві (див. рис. 3, *a*, *b*), розраховані в рамках моделі послідовного розпаду за формулою Брейта - Вігнера, відповідають утворенню на першому етапі реакції ядер  ${}^8\text{Be}_{o,c} + {}^8\text{Be}^*_{2.94}$  (*a*) та ядер  ${}^8\text{Be}^*_{2.94} + {}^8\text{Be}^*_{2.94}$  (*b*). Як видно, для повного опису експерименту слід коректно врахувати інтенсивний вклад від утворення збуджених рівнів ядра  ${}^{12}\text{C}$ , що розпадаються через утворення  $\alpha + {}^8\text{Be}_{o,c}$  (*a*) та  $\alpha + {}^8\text{Be}_{2.94}$ . Подальший аналіз цих даних дозволить визначити як параметри резонансу  ${}^8\text{Be}$  в області енергії збудження  $6 - 7 \text{ MeV}$ , так і співвідношення гілок розпаду збуджених рівнів  ${}^{12}\text{C}$  через випромінювання альфа-частинки та ядер  ${}^8\text{Be}$  в основному та збуджених станах.

#### СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Березной Ю.А., Ключарев А.П., Руткевич Н.Я. // УФЖ. - 1978. - Т. 93. - № 11. - С. 1841.
2. Руткевич Н.Я., Ключарев А.П., Дуйсебаев А.Д. и др. // Изв. АН СССР. Сер. физ. - 1981. - Т. 45. - С. 195.
3. Михелашвили Т.Я., Смирнов Ю.Ф., Широков А.М. // ЯФ. - 1988. - Т. 48, вып. 4 (10). - С. 969.
4. Коршенинников А.А. // ЯФ. - 1990. - Т. 52, вып. 5 (11). - С. 1304.
5. Горпинич О.К., Пирнак Вит.М., Поворозник О.М. та ін. // Збірник наукових праць Інституту ядерних досліджень НАН України. - Київ, 2001. - № 1 (3). - С. 71.
6. Balamuth D.P., Zurmühle R.W., Tabor S.L. // Phys. Rev. C. - 1974. - Vol. 10. - P. 975.
7. Waggoner M.A., Eitter J.E., Holmgren H.D., Moazed C. // Nucl. Phys. - 1966. - Vol. 88. - P. 81.
8. Ajzenberg-Selove F. // Nucl. Phys. - 1984. - Vol. A413. - P. 81.
9. Table of isotopes / Seventh edition, edited by Lederer G., Hollander J.H. and Perlman I. 1. 1978. Lawrence Berkeley Laboratory, P. 4

#### О НЕКОТОРЫХ МЕХАНИЗМАХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ АЛЬФА-ЧАСТИЦ С ЭНЕРГИЕЙ 27.2 МэВ С ЯДРАМИ УГЛЕРОДА

О. К. Горпинич, Вит. Н. Пирнак, О. М. Поворозник, Ю. С. Рознюк, Б. Г. Стружко

На циклотроне У-120 в корреляционном эксперименте параллельно с изучением  $\alpha + d$  взаимодействия исследовались механизмы возбуждения и распада состояний ядра  ${}^{12}\text{C}$ , образованных вследствие облучения дейтерий-углеродной мишени пучком альфа-частиц с энергией 27.2 МэВ путем регистрации совпадений альфа-частиц. Установлено, что основным механизмом  $\alpha + {}^{12}\text{C}$  взаимодействия при энергии налетающих частиц 27.2 МэВ являются образования возбужденных состояний  ${}^{12}\text{C}$ , которые распадаются с вылетом альфа-частицы и ядра  ${}^8\text{Be}$  в основном и возбужденных состояниях. Обнаружено интенсивное заселение возбужденного уровня  ${}^8\text{Be}$  с энергией возбуждения около 7 МэВ.

**ON SOME MECHANISMS OF INTERACTION WITH CARBON'S NUCLEI  
AT ALPHA-PARTICLE'S ENERGY 27.2 MeV****O. K. Gorpinich, Vit. M. Pirnak, O. M. Povoroznyk, Yu. S. Roznyuk, B. G. Struzhko**

On U - 120 cyclotron in correlation experiment in parallel to the study of  $\alpha + d$  interaction the mechanisms of excitation and decay of states of a nucleus  $^{12}\text{C}$ , formed as a result of an irradiation of a  $(\text{CD}_2)_n$  target by beam of alpha-particles with energy 27.2 MeV by registration of alpha-particle's coincidences were investigated. Basic mechanism of  $\alpha + ^{12}\text{C}$  interaction at energy of incident particles 27.2 MeV are the formation of the excited states  $^{12}\text{C}$ , which break up on  $\alpha$ -particle and nucleus  $^8\text{Be}$  in ground and excited states. Intensive occupancy of excited level of  $^8\text{Be}$  with energy excitation approximately 7 MeV is defined.