

УДК 539.172

А. Пономаренко¹, В. Осташко¹, М. Латгуада², А. Ді П'єтро²,
Д. Мілянч³, М. Задро³, А. Муцумара², М.-Г. Пелегріті²,
С. Романо², С. Тудіско², А. Туміно², П. Фігуера²

¹Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

e-mail: ponomarenko.t@gmail.com

²Південна національна лабораторія Національного інституту ядерної фізики
Італія, м. Катанія,

³Інститут Р. Божковича, Хорватія, Загреб

ДОСЛІДЖЕННЯ АЛЬФА-КЛАСТЕРНИХ СТАНІВ ІЗОТОПІВ БОРУ З $A = 10-12$

Двочастинкові та тричастинкові збіги ідентифікованого ізотопу ^{11}B та не ідентифікованих частинок з процесу зіткнень $^9\text{Be} + ^{13}\text{C}$ при енергії $E(^9\text{Be}) = 89$ MeV аналізувалися як тричастинковий $^9\text{Be} + ^{13}\text{C} \rightarrow ^{11}\text{B} + \alpha + ^7\text{Li}$ та чотиричастинковий $^9\text{Be} + ^{13}\text{C} \rightarrow ^{11}\text{B} + \alpha + \alpha + \tau$ процеси. У спектрі відносної енергії пари $^7\text{Li}-\alpha$ та $\alpha + \alpha + \tau$ спостерігаються резонанси, що відповідають рівням ^{11}B з $E_x(^{11}\text{B}) = 8.9, 9.1, 9.3$ та $E_x(^{11}\text{B}) = 11.14, 11.86, 12.2, 12.6, \sim 14.5, 19.7$ відповідно. Також для наведених процесів спостерігаються раніше не зареєстровані піки (8.77 і ~ 20.2), які потребують майбутнього уточнення.

Ключові слова: ізотоп, ^{11}B , резонанс, пік.

Вступ

Уже однозначно встановлено, що α -кластеризація є суттєвим моментом в інтерпретації властивостей легких ядер з $N \approx Z$. Експериментально продемонстровано й теоретично пояснено, що в спектрі збуджених станів легких ядер є ротаційні смуги рівнів, які відповідають як проявам властивостей однієї, майже як окремо виділеної α -частинки, так і більш складних побудов з α -частинок, таких як ^8Be , ^{12}C , ^{16}O . Такі ж прояви кластеризації спостерігаються у відповідних нейтронадлишкових ядрах (див., наприклад, матеріали конференцій [1] та огляди [2, 3]).

«Найближчі» від зазначених вище ядер відрізняються тим, що одна з α -частинок, умовно кажучи, «заміняється» на ^3He або t чи τ , перша з яких взагалі не має збуджених станів, порівнюючи її з α -частиною, а наявність ненульового спіну не повинна сильно впливати, оскільки спіньядерні сили менші за ядерні, що стосується тритію, то хоча він і є нестабільним, але тим більш цікаво дослідити його властивості і вплив на оточуючі кластери, які

можуть бути на зразок властивостей нейтрона як вільної частинки і її ж в ядрі. Але питання можна ставити і по-іншому, і цьому є експериментальні підтвердження, в ядрі можуть проявлятися стани, що відповідають резонансній взаємодії α -частинок з залишковим ядром, яке у вільному стані може бути і нестабільним.

Також, на даний момент, є актуальним вивчення так званих «Hoyle» станів в ядрах з $Z \sim N$, для яких принцип Паулі діє в межах однієї α -частинки. Так, в роботі [5] передбачається, що такі стани мають місце і в ^{11}B .

В роботі проведено дослідження спектра збуджених станів ядра ^{11}B як резонансів трьох частинок α - α - τ в чотиричастинковій реакції:

$^9\text{Be} + ^{13}\text{C} \rightarrow ^{11}\text{B} + \alpha + \alpha + \tau$ ($Q_0 = -13.99$ MeV), що забезпечило недискретний за енергією аналіз області збуджень $11 < E_x(^{11}\text{B}) < 30$ MeV та в парі ^8Be - α тричастинкової реакції $^9\text{Be} + ^{13}\text{C} \rightarrow ^{11}\text{B} + ^8\text{Be} + \tau$ для відносних енергій $0.001 < E_x(^8\text{Be}) < 0.01$ MeV. Також було виконано дослідження спектра збуджених станів ядра ^{11}B для енергій збудження $E_x(^{11}\text{B}) < 30$ MeV як резонансів

у парі ${}^7\text{Li}-\alpha$, використовуючи тричастинкову реакцію ${}^9\text{Be}({}^{13}\text{C}, {}^{11}\text{B} \ {}^4\text{He}) {}^7\text{Li}$ ($Q_0 = -11.52 \text{ MeV}$).

Експеримент

Експериментальну частину роботи з дослідження структури виконано в Південній ядерній лабораторії Національного інституту ядерної фізики (м. Катанія, Італія).

Загальна схема експерименту, принципи реєстрації та ідентифікації заряджених частинок, типи напівпровідникових детекторів, принципи побудови електронної логіки відбору збігів частинок та запису подій були аналогічні тим, що описані в роботі при дослідженні багаточасткових каналів розпаду в процесі зіткнень ${}^{12}\text{C} + {}^{16}\text{O}$ [6].

Робота виконана на пучку ядер ${}^{13}\text{C}$ тандем-генератора з енергією частинок 89,45 MeV. В експерименті використовувалися мішені товщиною 130 та 380 мкг/см² без підтримуючої основи. Експеримент проводився в реакційній камері „Ракушка” [6] з внутрішнім робочим діаметром $\varnothing = 2 \text{ мм}$. Колімація пучка здійснювалася наборами круглих діафрагм. Їх взаємне розташування та власні розміри забезпечували діаметр умовного відбитку пучка на мішені розміром $\varnothing < 1 \text{ мм}$ і максимально можливим розходженням (конусність) не більше $0,05^\circ$ на шляху пучка в межах реакційної камери при оптимальній якості пучка. Система детектування продуктів реакцій [7, 8] складалася з напівпровідникового $\Delta E \times E$ -спектрометра (комбінація dE з PSD) та чотирьох блоків ($A1-A4$) детектування *ARRAY* з позиційночутливих детекторів (рис. 1). Пучок збирався циліндром Фарадея (FC). Взаємне розташування спектрометра та мішені забезпечувало кутовий захват по відкритій чутливій поверхні $\Delta E \times E$ -спектрометра $\Delta\theta = (8 \div 16)$ у лабораторній системі координат уздовж позиційночутливого напрямку. У перпендикулярному напрямку кутовий захват напівпровідникового телескопа складав $\Delta\varphi = \pm 0,9^\circ$. ΔE -детектор мав товщину 18,3 мкм і забезпечував розділен-

ня за масами для ізотопів $Z = 2 \div 10$ (рис. 2).

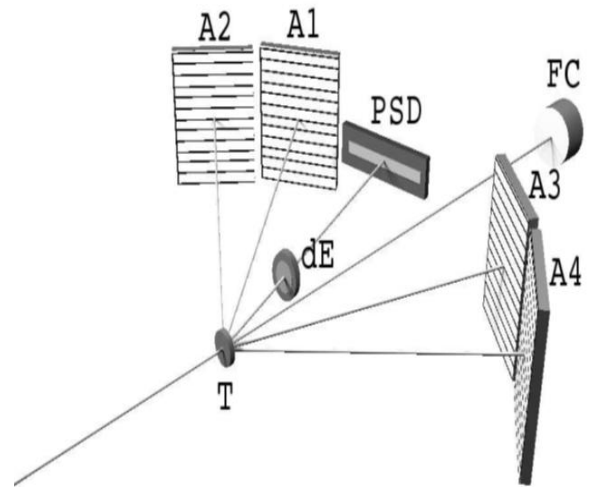


Рис. 1. Схема розміщення детекторів при проведенні кінематично повних експериментів ${}^9\text{Be}({}^{13}\text{C}, {}^{11}\text{B} \ {}^4\text{He})X$. $A1, A2, A3, A4$ – збірки позиційночутливих детекторів (система детекторів *ARRAY*). dE та PSD – напівпровідниковий телескоп. T – положення мішені. FC – циліндр Фарадея.

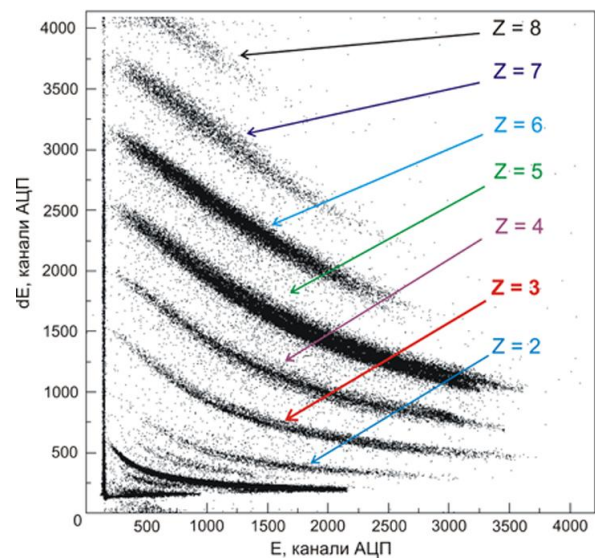


Рис. 2. $\Delta E \times E$ спектр з реакції ${}^9\text{Be} + {}^{13}\text{C}$ між кремнієвим ΔE -детектором і позиційно чутливим E -детектором типу PSD . Відповідними значеннями показано заряд частинок, що відповідають цьому локусу.

Реєстрації інших продуктів реакції на збігах з $\Delta E \times E$ -спектрометром забезпечувалася системою з 48 позиційночутливих детекторів – по 12 детекторів у кожній збірці *ARRAY* (рис. 3). У даному

експерименті зборки детекторів мали кутові захвати в основній площині реакції $(48,0 \div 55,8)^\circ$ та $(30,75 \div 39,25)^\circ$ для тих, що були розташовані з боку спектрометра по відношенню до осі пучка та $(-28,7 \pm -18,3)^\circ$ і $(-49,1 \div 37,9)^\circ$ з протилежного боку. Загалом кожен 12 детекторів у зборках перекривали загальну кутову область за межами основної площини реакції у середньому в межах $\Delta\phi = (-10 \div 10)$ залежно від віддаленості зборки від мішені. Кожний детектор у зборці мав кутовий азимутальний захват ~ 1 . Ця застосована система детекторів ARRAY мала високу ефективність реєстрації ядер ${}^8\text{Be}$ як пари α -частинок, зареєстрованих різними детекторами, з причини великого значення співвідношення чутливої площі детекторів та „мертвої” площі міждетекторного простору.

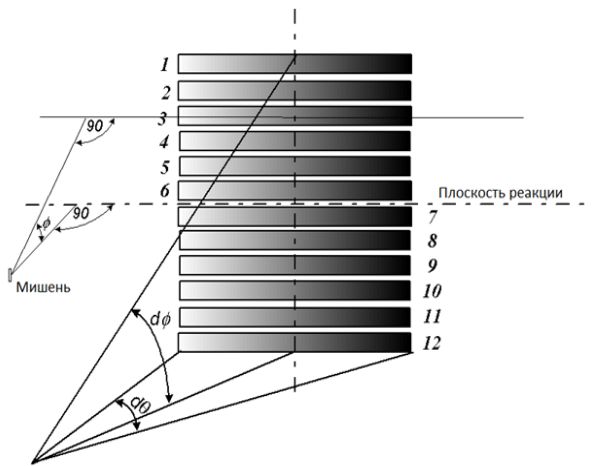


Рис. 3. Схема конструкції детекторного блока ARRAY.

Аналіз експериментальних даних

Застосування позиційночутливих детекторів у збігових експериментах дозволило значно покращити можливості експерименту з точки зору якості відбору подій досліджуваного процесу серед інших. Це проводиться на так званих Q -спектрах.

При використанні позиційночутливих детекторів для кожної частинки (іона), що входить в зареєстровану подію, ми знаємо її лабораторну енергію E_i та два кути. Для

наглядного зв'язку з експериментом, θ_i - це кут в площині, що паралельна, назвемо так, основній (головній) площині реакції, що визначається лінією напрямку пучка і лінією, яка з'єднує центр мішені і фронтальний центр напівпровідникового телескопа $\Delta E \times E$. При цьому, цей E -детектор виставлявся так, щоб напрямок його позиційної чутливості був паралельний цій площині, як зображено на рис. 4, б. Відповідно і напрямок позиційної чутливості всіх детекторів системи детекторів ARRAY також був паралельним цій головній площині реакції (рис. 4, а). ϕ_i - кут в площині, яка перпендикулярна головній площині реакції, значення якого обмежується лініями, що умовно проведені з центру мішені до середин відповідного детектора та її проекцією на головну площину реакції.

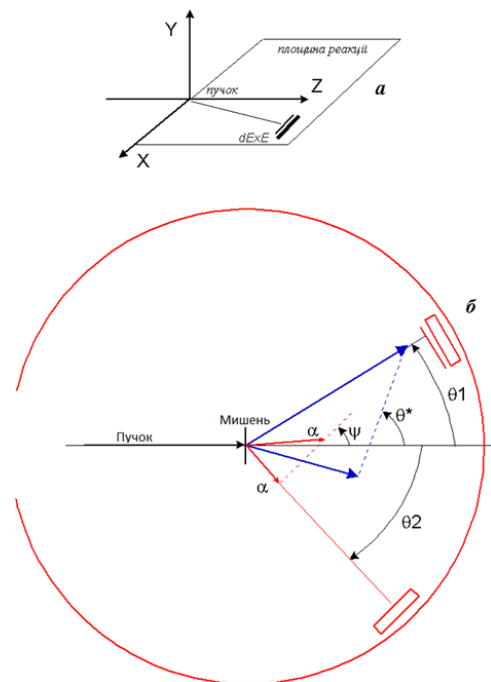


Рис. 4. а) Визначення площини реакції та вибраної системи координат. б) Схематична діаграма послідовної тричастинкової реакції та кореляційних кутів у площині реакції (при розльоті в площині реакції). θ^* - кут між напрямком розльоту в системі центра мас та віссю пучка. ψ - кут між напрямком розльоту в системі центра мас пари частинок та віссю пучка.

Ідентифікація відібраних подій побудована так, що „тактовою” (обов'язковою) ознакою запису події, є реєстрація

частинки в $\Delta E \times E$ -спектрометрі, тому відома маса цього іона. Все це дозволило проводити відбір подій на $\Delta E \times E$ -спектрах (див., наприклад, рис. 2) „вручну”, використовуючи графічні можливості системи обробки даних PAW [9]. В даному випадку, при дослідженні виходу продуктів з процесу зіткнень ядер ${}^9\text{Be} + {}^{13}\text{C}$, бору та і інші $\Delta E \times E$ -ізотопні локуси телескопа мають більш рівномірне наповнення по вкладу ізотопів з різною масою. Для розділення ізотопів за масою з певного локусу (в даному випадку розділення локусу бору на ${}^{10}\text{B}$, ${}^{11}\text{B}$, ${}^{12}\text{B}$), була написана програмна система аналізу, за якою маса частинки визначалася з порівняння енергії в E -детекторі з втратами енергії в ΔE -детекторі, єдиним „ручним” параметром якої є задавання наперед величини заряду цього ізотопу. В практичному - використанні це вимагало провести попередній відбір подій для всього масиву ізотопів одного заряду.

Якщо оцінювати можливі вихідні канали з досліджуваних процесів зіткнень ${}^9\text{Be} + {}^{13}\text{C}$, то найбільш енергетично вигідними є ті, що йдуть через α -частинковий розпад. Тому, що стосується маси частинок, зареєстрованих в системі детекторів ARRAY, то будемо виходити з того, що це α -частинка, але можна також вважати, що зареєстрована частинка є більш важкий іон (наприклад ${}^7\text{Li}$, якщо розглядати реакцію ${}^9\text{Be}({}^{13}\text{C}, {}^{11}\text{B}{}^4\text{He}){}^7\text{Li}$).

З експериментальної кінематичної інформації по двох зареєстрованих частинках ($(E_i, \theta_i, \varphi_i)$, $i = 1 \div 2$) розраховуються компоненти їх імпульсу

$$p_i = \sqrt{2m_i E_i} \quad (1)$$

$$p_{i_x} = -p_i \cos \varphi_i \sin \theta_i \quad (2)$$

$$p_{i_y} = p_i \sin \varphi_i \quad (3)$$

$$p_{i_z} = p_i \cos \theta_i \cos \varphi_i \quad (4)$$

де вісь Z має напрямок вздовж осі пучка, вісь X лежить у площині реакції і перпендикулярна осі пучка, вісь Y – перпендикулярна до обох (див. наприклад, рис. 4, а).

Кінематичні параметри $(E_3, \theta_3, \varphi_3)$ третьої, незареєстрованої (залишкової) частинки, визначаються з законів збереження імпульсів, записаних в проекціях „по осях”, та відповідних співвідношень на зразок (1–4)

$$p_{3_x} = -p_{1_x} - p_{2_x} = p_3 \cos \varphi_3 \sin \theta_3 \quad (5)$$

$$p_{3_y} = -p_{1_y} - p_{2_y} = p_3 \sin \varphi_3, \quad (6)$$

$$p_{3_z} = p_{beam} - p_{1_z} - p_{2_z} = p_3 \cos \theta_3 \cos \varphi_3 \quad (7)$$

$$p_3 = \sqrt{p_{3_x}^2 + p_{3_y}^2 + p_{3_z}^2} \quad (8)$$

$$E_3 = p_3^2 / 2m_3 \quad (9)$$

де $p_{beam} = \sqrt{2m_{beam} E_{beam}}$ – імпульс пучка; m_3 – визначається зі збереження масового числа в реакції. Величина Q реакції звичайно розраховується як різниця початкових і кінцевих кінетичних енергій частинок:

$$Q_3 = E_1 + E_2 + E_3 - E_{beam} \quad (10)$$

і не залежить від кутових параметрів.

На типових Q -спектрах (див. рис. 5 та рис. 6) може спостерігатися ряд піків. Енергетичне положення піка при найбільшій енергії повинно бути при значенні Q -реакції, коли всі три частинки в основному стані Q_0 . Піки при менших значеннях Q_x відповідають процесам, що йдуть через збуджені стани продуктів реакції $E_x = Q_x - Q_0$, в тому ряду, можливо, і одночасне збудження декількох частинок. Цю характеристику розподілу показує, зазвичай, верхня шкала Q -спектрів. Фон (перервна частина Q -спектрів, підкладка під чітко виділеними піками) відповідає процесам, що не є три частинкові та/або, коли частинка(и), що зареєстрована(и) в системі детекторів ARRAY, є не ${}^4\text{He}$, з масою, якою проводилися розрахунки (1 – 10). (В загальному, можна проводити розрахунки з будь-яким „фізичним” припущенням про масу частинки). В кожному конкретному випадку аналізується ступінь впливу кількісного значення такого „фону” на остаточні висновки. Крім того, можливі випадки, коли в Q -спектрі спостерігаються піки, але вони не відповідають „можливостям” даного три-

частинкового каналу, включаючи і збуджені стани.

Приклад такого спектра надано на рис. 5 для подій, що відповідають двочастинковим збігам з процесу зіткнень ${}^9\text{Be} + {}^{13}\text{C}$, ідентифікованих $\Delta E \times E$ -методикою за масою ${}^{11}\text{B}$, а маса іншої, з системи детекторів ARRAY, вважається, є α -частинкою і значення Q розраховано як для тричастинкової реакції ${}^9\text{Be}({}^{13}\text{C}, {}^{11}\text{B} {}^4\text{He}) {}^7\text{Li}$. На спектрі є, у потрібному енергетичному положенні $Q_0 = -11,53$ MeV, пік що відповідає вказаній тричастинковій реакції.

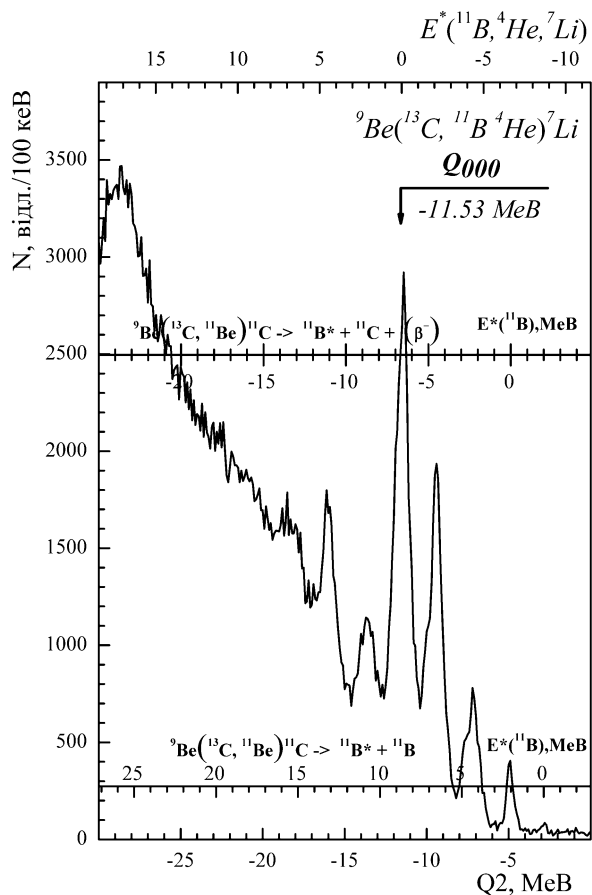
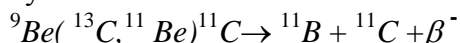


Рис. 5. Q -спектр подій, що відповідає бінарним збігам з реєстрацією ${}^{11}\text{B}$ в $\Delta E \times E$ -телескопі, розрахований для тричастинкової реакції ${}^9\text{Be}({}^{13}\text{C}, {}^{11}\text{B} {}^4\text{He}) {}^7\text{Li}$.

Також на рис. 5 є піки при більших, ніж Q_0 значеннях і, що зрозуміло, повинні б відповідати тричастинковим вихідним каналам (10). Це так, але в даному випадку також може йти тричастинкова реакція з процесу



з розпадом ${}^{11}\text{Be}$ на декілька станів ${}^{11}\text{B}$. Шкала енергій збуджень вихідних частинок цього процесу, а тут можливо тільки ${}^{11}\text{B}$, показана поруч з його ідентифікатором. Крім того, через великі кутові захвати в такого типу експериментах, легко реєструвати бінарні збіги, що відповідають бінарним же реакціям. Найнижча шкала енергій збуджень вихідних частинок і представляє цей процес ${}^9\text{Be}({}^{13}\text{C}, {}^{11}\text{B}) {}^{11}\text{B}^*$. Видно, що є зазначені бінарні процеси зі збудженням ядра ${}^{11}\text{B}$ з $E_x({}^{11}\text{B}) = 2,12, (2,12+2,12), 4,445$ MeV, можливо й інші.

Q -спектр для цієї ж основної реакції ${}^9\text{Be} + {}^{13}\text{C} \rightarrow {}^{11}\text{B} + \alpha + {}^7\text{Li}$,

але дослідженої з ідентифікованим в телескопі ${}^7\text{Li}$ на збігах з частинкою, зареєстрованою в системі детекторів ARRAY, і яка, ми вважаємо, є α -частинкою, показаний на рис. 6. Видно, що в такому експерименті Q -спектр має значно простіший вигляд.

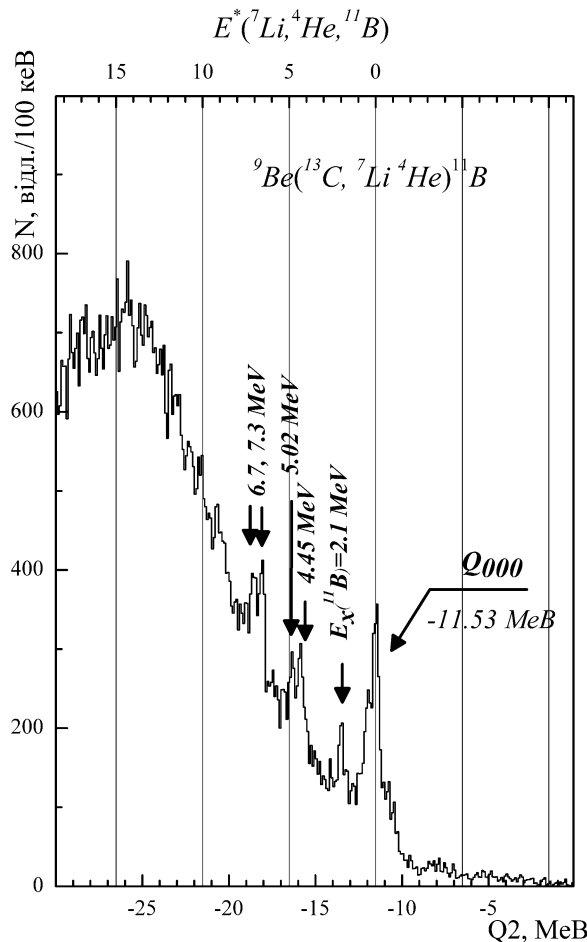


Рис. 6. Q -спектр подій, що відповідає бінарним збігам з реєстрацією ${}^7\text{Li}$ в $\Delta E \times E$ -телескопі, розрахований для тричастинкової реакції ${}^9\text{Be}({}^{13}\text{C}, {}^7\text{Li} {}^4\text{He}) {}^{11}\text{B}$.

У подальшому, для ідентифікації резонансів у парах частинок тричастинкових реакцій, відбиралися події, що відповідають одному процесу, тобто в межах одного виділеного піка на Q -спектрі, і для них розраховувалися відносні енергії пар частинок.

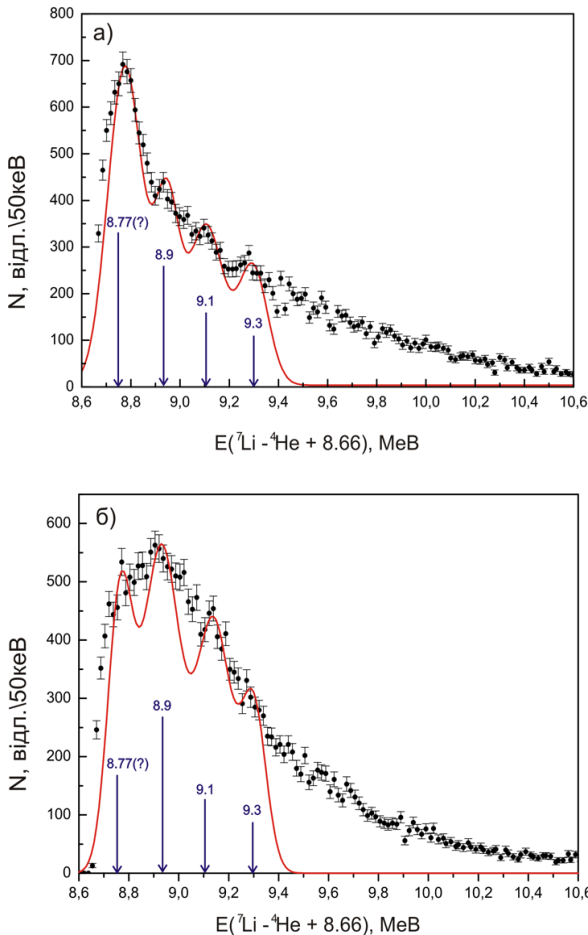


Рис. 7. Події бінарних збігів процесу ${}^9\text{Be}({}^{13}\text{C}, {}^7\text{Li}){}^{11}\text{B}$ для $Q = -12.3 \div -10.2$ MeB у шкалі відносної енергії пари ${}^7\text{Li} + \alpha$. а) В припущенні детектування α -частинки в одному з детекторів системи ARRAY. б) В припущенні детектування іона ${}^7\text{Li}$ в одному з детекторів системи ARRAY.

Відносна енергія пари частинок $i - j$ розраховувалася за векторним співвідношенням діаграми швидкостей:

$$\vec{v}_{i-j} = \vec{v}_i - \vec{v}_j, \quad (11)$$

що „розписувалося” на зразок рівнянь (1–9) в проєкціях на осі. Зі співвідношень величин проєкцій швидкостей $v_{i-j}^x, v_{i-j}^y, v_{i-j}^z$, визначалися кути вильоту системи центра мас у площині реакції (наприклад, Ψ і θ^* на рис. 4) та відповідні кути руху за

межами площини реакції (на зразок ψ на рис. 4, а). Енергія відносного руху системи центра мас визначалася як

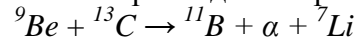
$$E(i - j) \equiv E_{\text{відн.}}^{i,j} = \frac{1}{2} \mu_{i,j} \mathbf{V}_{\text{відн.}}^2, \quad (12)$$

де $\mu_{i,j}$ – приведена маса пари частинок $i - j$. Енергія збудження складеної (композиційної) системи $(i - j)$ відповідає величині:

$$E_x = E_{\text{відн.}}^{i,j} + Q_2, \quad (13)$$

де Q_2 – енергія порогу розвалу ядра, що відповідає за нуклонним складом системи $(i - j)$, на ці два вільні фрагменти.

За розподілом відібраних тричастинкових подій одного процесу на одновимірному спектрі в координатах відносних енергій, можна було робити висновки про резонанси в парах частинок. Так, на рис. 7 представлені такі розподіли з процесу:



для $Q = -12.3 \div -10.2$ MeB у шкалі відносної енергії пари ${}^7\text{Li} + \alpha$, при умові, коли частинка, що зареєстрована в системі детекторів ARRAY, є ${}^4\text{He}$ (рис. 7, а) або ${}^7\text{Li}$. І цьому і в іншому випадку має місце добре узгодження резонансів у парі ${}^7\text{Li} + \alpha$, що видно з наведених спектрів.

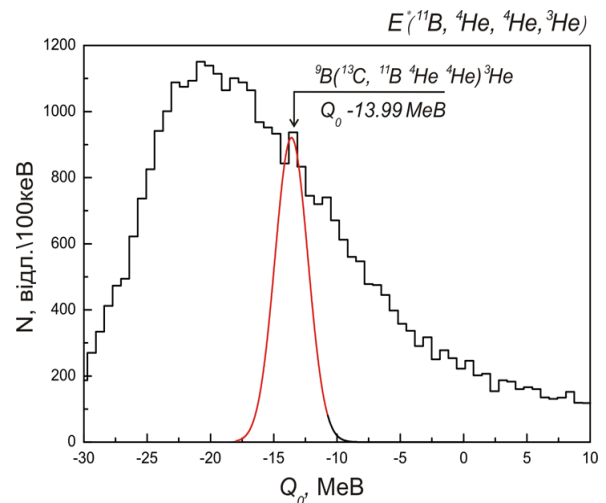


Рис. 8. Q -спектр подій, що відповідає тричастинковим збігам з реєстрацією ${}^{11}\text{B}$ в $\Delta E \times E$ -телескопі і розрахований для чотирьохчастинкової реакції ${}^9\text{Be} + {}^{13}\text{C} \rightarrow {}^{11}\text{B} + \alpha + \alpha + \tau$.

На спектрах добре ідентифікується ряд піків, останні три з яких вже

спостерігалися експериментально [10]. Неперервні лінії на рис. 7, а та б представляють результат підгонки відповідних частин спектрів набором гауссових кривих. Положення їх центрів, у перерахунку на шкалу збуджень ^{11}Be , указано над відповідним піком. Похибки взято за результатами підгонки, і в середньому вони складають величину енергетичного кроку спектра для положення піка і двох кроків для його ширини.

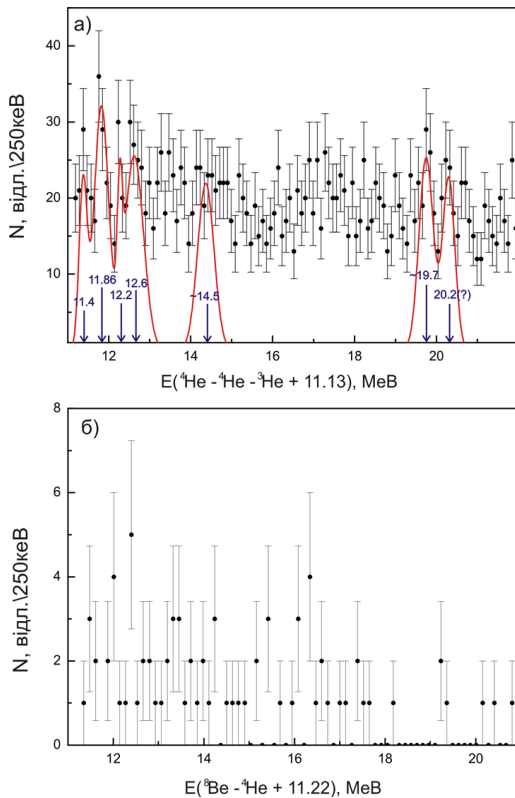
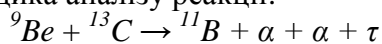


Рис. 9. Події трьохчастинкових збігів процесу $^9\text{Be} + ^{13}\text{C} \rightarrow ^{11}\text{B} + \alpha + \alpha + \tau$ в припущенні детектування двох α -частинок в детекторах системи ARRAY. а) Для $Q = -15 \div -12$ MeV у шкалі відносної енергії комбінації $\alpha + \alpha + \tau$. б) Для $Q = -15 \div -12$ MeV у шкалі відносної енергії пари $^8\text{Be} + \tau$ за умови $0.001 < E_x(^8\text{Be}) < 0.01$ MeV.

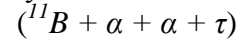
В кінематичних розрахунках чотиричастинковий процес може бути зведений (спрощений) до тричастинкового, тому методика аналізу реакції:



подібна до вище описаної. Q -спектр для цієї реакції наведено на рис. 8.

Зі спектру видно, що пік при $Q_0 = -13,99$ MeV неявно виражений, але проведені розрахунки тричастинкових збігів

даного процесу:



для $Q = -15 \div -12$ MeV, за умови детектування двох α -частинок в детекторах системи ARRAY, у шкалі відносної енергії комбінації $\alpha + \alpha + \tau$ (рис. 9, а) дали результат, який узгоджується з раніше отриманими експериментальними даними [10]. Неперервні лінії на рис. 9, а представляють результат підгонки відповідних частин спектрів набором гауссових кривих. Також зафіксована незначна кількість подій за умови $0.001 < E_x(^8\text{Be}) < 0.01$ MeV (рис. 9, б), тобто як резонанси пари $^8\text{Be} + \tau$.

Висновки

Вперше проведено експериментальне дослідження можливості утворення кластерних станів для ядра ^{11}B в повному кінематичному експерименті.

З процесу $^9\text{Be} + ^{13}\text{C} \rightarrow ^{11}\text{B} + \alpha + ^7\text{Li}$ експериментально виявлено, що стани з енергією збудження $E_x \sim 8.9, 9.1, 9.3$ можуть проявлятися як резонанси $^7\text{Li} + \alpha$. На спектрах відносної енергії пари $^7\text{Li} + \alpha$ знаходиться раніше не реєстрований стан з енергією збудження 8.77 MeV, який потребує подальшого більш детального аналізу (розрахунку ефективності реєстрації, визначення спіну і т.п.).

З процесу $^9\text{Be} + ^{13}\text{C} \rightarrow ^{11}\text{B} + \alpha + \alpha + \tau$ експериментально виявлено, що стани з енергією збудження $E_x \sim 11.14, 11.86, 12.2, 12.6, \sim 14.5, 19.7$ можуть проявлятися як резонанси $\alpha + \alpha + \tau$. На спектрах відносної енергії комбінації $\alpha + \alpha + \tau$ знаходиться раніше не реєстрований стан з енергією збудження ~ 20.2 MeV, який потребує подальшого більш детального аналізу (розрахунку ефективності реєстрації, визначення спіну і т.п.). Передбачений в роботі [5] так званий «Hoyle» стан для ^{11}B при енергії збудження $E_x = 12.56$ MeV спостерігається в спектрі відносних енергій $\alpha + \alpha + \tau$ і потребує подальшого визначення спіну для остаточного висновку.

СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1. Physics of Unstable Nuclei: Proc. of the 10th Yukawa Int. Seminar // Progress of Theoretical Physics. Supplement. – 2002. – Vol. 146.
2. Itagaki N., Okabe S., Ikeda K., Tanihata I. Molecular-orbital structure in neutron-rich C isotopes // Phys. Rev. – 2001. – Vol. C64. – No. 3. – P. 014301(5).
3. Kanada-En'yo Y., Horiuchi H. Structure of Light Unstable Nuclei Studied with Antisymmetrized Molecular Dynamics // Progress of Theoretical Physics. Supplement. – 2001. – Vol. 142. – P. 205–263.
4. Kawabata T. et al. $2\alpha + t$ clusterstructure in ^{11}B // Phys. Lett. – 2007. – B 646. – 6.
5. Yamada T. et al. $\alpha + \alpha + t$ clusterstructures and $^{12}\text{C}(0_+^2)$ -analog-states in ^{11}B // Phys. Rev. – 2010. – C82. – P. 064315.
6. http://www.lns.infn.it/gallery/60_deg/index.html
7. Базрак З., Вінчігуера Д., Горюнов О.Ю. та ін. Дослідження високої області збуджень ядра ^{24}Mg в реакції $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, ^{16}\text{O}, ^8\text{Be})\alpha$ // Науковий вісник інституту ядерних досліджень. – 2004. – No. 1 (12). – P. 7 – 15.
8. Ostashko V.V., Tumino A., Romano S. A method to calibrate a Silicon Position Sensitive Detector // Sci. Papers of the Inst. for Nucl. Res. – 2003. – No. 3(11). – P. 155 – 160.
9. <http://www.wasd.web.cern.ch/wwwasd/paw/>
10. <http://www.nndc.bnl.gov/nudat2/getdataset.jsp.nucleus=11B&unc=nds>

Стаття надійшла до редакції 29.05.2011

A. Ponomarenko¹, V. Ostashko¹, M. Lattuada², A. Di Pietro², D. Miljanic³, M. Zadro³, A. Musumara³, M.-G. Pellegriti², S. Romano², S. Tudisco², A. Tumino², P. Figuera²

¹Institute of Nuclear Researches, Nat. Acad. Sci. of Ukraine

²South National Laboratory of Nuclear Physics National Institute, Italy, Catania

³Rudjer Boskovic Institute, Croatia, Zagreb

INVESTIGATION OF ALPHA-CLUSTER STATES OF BORON ISOTOPES WITH A = 10-12

Two and three particles coincidences of ^{11}B isotope and unidentified particles from $^9\text{Be} + ^{13}\text{C}$ collisions at energy $E(^9\text{Be}) = 89$ MeV are analyzed as three particles exit $^9\text{Be} + ^{13}\text{C} \rightarrow ^{11}\text{B} + \alpha + ^7\text{Li}$ and four particles exit $^9\text{Be} + ^{13}\text{C} \rightarrow ^{11}\text{B} + \alpha + \alpha + \tau$ channel. In spectrum of ^7Li - α and $\alpha + \alpha + \tau$ relative energy ^{11}B well-known states with $E_x(^{11}\text{B}) = 8.9, 9.1, 9.3$ and with $E_x(^{11}\text{B}) = 11.14, 11.86, 12.2, 12.6, \sim 14.5, 19.7$ are identified correspondingly. Also for the current processes are observed previously unregistered peaks (8.77 and ~ 20.2) which require further clarification.

Key words: isotope, ^{11}B , the resonance, peak.

А. Пономаренко¹, В. Осташко¹, М. Латгуада², А. Ди Пьетро²,
Д. Милянчич³, М. Задро³, А. Муцумара², М.-Г. Пелегрини²,
С. Романо², С. Тудиско², А. Тумино², П. Фигуэра²

¹Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев, Украина

²Южная национальная лаборатория Национального института ядерной физики,
Катания, Италия,

³Институт Р. Божковича, Загреб, Хорватия

ИССЛЕДОВАНИЕ АЛЬФА-КЛАСТЕРНЫХ СОСТОЯНИЙ ИЗОТОПОВ БОРА С $A = 10-12$

Двухчастичные и трехчастичные совпадения идентифицированного изотопа ^{11}B и не идентифицированных частиц из процесса столкновений $^9\text{Be} + ^{13}\text{C}$ при энергии $E(^9\text{Be}) = 89$ МэВ анализировались как трехчастичные $^9\text{Be} + ^{13}\text{C} \rightarrow ^{11}\text{B} + \alpha + ^7\text{Li}$ и четырехчастичный $^9\text{Be} + ^{13}\text{C} \rightarrow ^{11}\text{B} + \alpha + \alpha + \tau$ процессы. В спектре относительной энергии пары $^7\text{Li}-\alpha$ та $\alpha + \alpha + \tau$ наблюдаются резонансы, соответствующие уровням ^{11}B с $E_x(^{11}\text{B}) = 8.9, 9.1, 9.3$ та $E_x(^{11}\text{B}) = 11.14, 11.86, 12.2, 12.6, \sim 14.5$, соответственно. Также для приведенных процессов наблюдаются прежде не зарегистрированные пики (8.77 и ~ 20.2), нуждающиеся в последующих уточнениях.

Ключевые слова: изотоп, ^{11}B , резонанс, пик.