

ПРОЯВ КЛАСТЕРНОЇ СТРУКТУРИ ${}^9\text{Be}$ У БАГАТОЧАСТИНКОВИХ РЕАКЦІЯХ

**В. Осташко¹, М. Латгуада², М. Мілін³, О. Горюнов¹, А. Ді П'єстро², Д. Мілянч³,
М. Задро³, А. Муцумара², М.-Г. Пелегріні², С. Романо², С. Тудіско², А. Туміно², П. Фігуера²,
Х. Болен⁴, В. фон Ерцен⁴, Т. Кокалова⁴, С. Шумерер⁴**

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

² Національна Південна лабораторія ядерної фізики, Катанія, Італія

³ Лабораторія експериментальної ядерної фізики інституту Р. Божковича, Загреб, Хорватія

⁴ Інститут ім. Х. Мейтнера, Берлін, Німеччина

Досліджено багаточастинкові вихідні канали ${}^9\text{Be}({}^{13}\text{C}, {}^{13}\text{C}\alpha){}^5\text{He}$ та ${}^9\text{Be}({}^{13}\text{C}, {}^{13}\text{C}{}^8\text{Be}_{o.c.})n$ з процесу зіткнень ${}^9\text{Be} + {}^{13}\text{C}$. Отримано інформацію про прояв структур ${}^8\text{Be}_{o.c.} - n$ та $\alpha - {}^5\text{He}$ в побудові спектра збуджених станів ядра ${}^9\text{Be}$. Обговорюється зв'язок указаних структурних побудов із теоретичними розрахунками на основі α -кластерних представлень із валентним нейтроном.

Вступ

Ізотопи берилію зараз знову стали предметом детального теоретичного та експериментального аналізу, причому увага до них постійно зростає, хоч і вважається, що основні параметри спектра збуджень (енергії, ширини та спіни) майже всіх ядер берилію, як мінімум, в області малих енергій збуджень було отримано ще десятки років тому. Основна причина відродження цікавості в тому, що природа збуджених станів та можлива структурна побудова легких ядер визначалася раніше в порівнянні з розвинутою оболонковою моделлю ядра і з першими розрахунками в рамках кластерних (мікроскопічних із врахуванням принципу Паулі) підходів. Подібність експериментальних параметрів рівнів і відповідних теоретичних значень мала, в основному якісне узгодження. Кращого неможливо було й очікувати з причин спрощеності теоретичних і побудованих для розрахункових підходів.

З розвитком експериментальної техніки, тут головним стала можливість прискорення нестабільних ядер, було отримано і зараз отримується „традиційна” інформація, але вже про β -нестабільні ядра: енергія зв'язку, дипольні моменти, електричні квадрупольні моменти, радіус. Величини цих параметрів привели до висновків про існування таких нових рис у нейтронозбагачених і, зокрема, нестабільних ядрах, як нейтронне гало і скін-структура, аномальні значення спіну й парності основного стану нестабільних ядер, велика деформація ядер тощо (див. огляд [1 - 7]).

Як приклад, що не все, що розраховано в рамках різних кластерних теорій, чи просто вважається природним, чи вважається повністю експериментально дослідженим, нагадаємо ситуацію про третій збуджений стан ядра ${}^8\text{Be}$ (4^+ , $\sim 11,3$ МеВ), який завжди інтерпретується третім ротаційним

рівнем у смузі, побудованій на основному стані ${}^8\text{Be}_{o.c.}$. Але тільки зовсім недавно вперше вдалося виконати пряме експериментальне спостереження $4^+ \rightarrow 2^+$ гамма-переходу в ядрі ${}^8\text{Be}$ [8]. Така ж ситуація для ядра ${}^9\text{Be}$: з відомих 11 станів до 11 МеВ по енергії збудження експериментально встановлено спіни й парності тільки для 6 - 7 рівнів [9], хоча всі рівні добре „розписано” за їх спектроскопічними властивостями в рамках сучасних мікроскопічних моделей [10, 11]. І ці рівні ніби „вкладаються” в ротаційні смуги рівнів для проекції спіну $K = 1/2^+$ та $K = 3/2^-$ в рамках двоцентрової моделі з ковалентним нейтроном, що розташовується на π - та σ -орбітах відповідно [12, 3]. Взагалі практично всі висновки по кластерній структурі ${}^9\text{Be}$ зроблено на основі інформації з одновимірних експериментів, що має обмеження в строгості висновків.

Також додамо як приклад неповної визначеності інформації по ядру ${}^9\text{Be}$ результати сучасної роботи з експериментального дослідження β -розпаду ядра ${}^9\text{Li}$, де робиться висновок про спостереження нового збудженого рівня в спектрі ядра ${}^9\text{Be}$ з енергією збудження ~ 5 МеВ та шириною 2 МеВ і якому приписується спін $3/2^-$, хоча за всіма теоретичними підходами в ${}^9\text{Be}$ такий спін може мати тільки основний стан [13].

Ще одним цікавим і нез'ясованим питанням відносно властивостей ${}^9\text{Be}$, що має, хоч й опосередковане, відношення до його кластерної структури, є велике неузгодження експериментальних даних перерізів процесу двочастинкового розвалу ${}^9\text{Be}$ на α -частинку і ${}^5\text{He}$ та теоретичних оцінок, що дають дуже занижені результати [14]. Додамо, що інформація про структуру ${}^9\text{Be}$ і значення перерізів процесів за його участю важливі

з точки зору астрофізики, оскільки вважається, що „містком” через нестабільні ядерні системи з $A = 5$ і 8 можуть бути реакції за участю ${}^9\text{Be}$: $\alpha(\alpha n, \gamma){}^9\text{Be}$ ($\alpha + \alpha + n \rightarrow {}^9\text{Be}$ є зворотнім до досліджуваного в даній роботі) і ${}^9\text{Be}(\alpha, n){}^{12}\text{C}$ [15]. Тому питання про отримання експериментальної інформації по структурі ядра ${}^9\text{Be}$ і процесах за його участю є доволі актуальним.

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 багаточастинкових каналів розпаду в процесі зіткнень ${}^{12}\text{C} + {}^{16}\text{O}$ [16].

Робота виконана на пучку ядер ${}^{13}\text{C}$ тандем-генератора з енергією частинок $89,45$ МеВ. В експерименті використовувалися мішені товщиною 130 та 380 мкг/см² без підтримуючої основи.

Система детектування продуктів реакцій [16, 17] складалася з напівпровідникового $\Delta E \times E$ -спектрометра та чотирьох блоків детектування (ARRAY) з позиційночутливих детекторів. Взаємне розташування спектрометра та мішені забезпечувало кутовий захват по відкритій чутливій поверхні $\Delta E \times E$ -спектрометра $\Delta\theta = (8 \div 16)^\circ$ улабораторній 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 розділення за масами для ізотопів $z = 2 \div 8$.

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 [16].

У даному експерименті збірки 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 протилежної. Загалом кожні 12 детекторів у збірках перекривали загальну кутову область за межами основної площини реакції, у середньому в межах $\Delta\varphi = (-10 \div 10)^\circ$ залежно від віддале-

ності збірки від мішені. Кожний детектор в збірці мав кутовий азимутальний захват $\sim 1^\circ$. 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.

Аналіз експериментальних даних

Загальна схема аналізу експериментальних даних по багаточастинкових реакціях, що отримані багатодетекторними системами, відбір подій по величині Q -реакції, розрахунок ефективності детекторної системи та інші деталі аналізу експериментальних даних такого типу реакцій представлено в наших попередніх роботах [16, 17, 18].

${}^9\text{Be}({}^{13}\text{C}, {}^{13}\text{C}\alpha){}^5\text{He}$. Дана реакція досліджувалася як події, що відповідають бінарним збігам ідентифікованого за методикою $\Delta E \times E$ в напівпровідниковому телескопі ядра ${}^{13}\text{C}$ з частинкою, що зареєстрована системою детекторів ARRAY.

На рис. 1 представлено Q -спектр таких дво-частинкових збігів, що розраховувався як для зазначеної реакції, тобто, з умовою, що зареєстрованим на збігах з ядром ${}^{13}\text{C}$ є α -частинка, а третьою частинкою залишається ${}^5\text{He}$. На Q -спектрі добре виділяються два піки, один з яких, при $Q \sim -2,4$ МеВ, відповідає процесу, коли всі вихідні продукти знаходяться в основному стані. Пік при значенні $Q = -6,5$ МеВ за енергетичним положенням може відповідати тільки процесу ${}^9\text{Be}({}^{13}\text{C}, {}^{13}\text{C}^*\alpha){}^5\text{He}$, що йде з утворенням ядра ${}^{13}\text{C}$ у стані $3/2^-$ та енергією збудження $E_x = 3,68$ МеВ.

Фонові умови (підкладки під піками) зумовлені нетричастинковими процесами або тим, що зареєстрована на збігах з ${}^{13}\text{C}$ частинка не є α -частинкою. Оцінки площі піка при $Q_{000} = -2,37$ МеВ і площі під неперервною лінією, що відображає вклад зазначених фонових подій у цих же енергетичних межах, дає відношення фон/експ $\sim 10 - 15$ %. Для другого піка з $Q = -6,5$ МеВ аналогічно оцінені фонові умови є гіршими. Тому в подальшому аналізувалися лише події, що відповідали області $4,0 < Q < -1,5$ МеВ. Вибраний у даній роботі для дослідження багаточастинкового розвалу вхідний канал ${}^9\text{Be} + {}^{13}\text{C}$ та підібрані кінематичні умови реєстрації дали значно кращі фонові умови, якщо оцінювати їх у такий

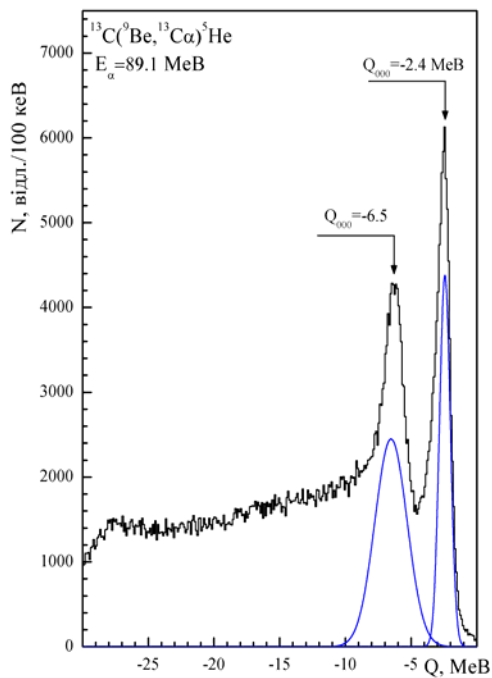


Рис. 1. Q -спектр подій, що відповідають двочастковим збігам ядра ^{13}C у телескопі з частинкою в системі детекторів *ARRAY* і розраховані як для реакції $^9\text{Be}(^{13}\text{C}, ^{13}\text{Ca})^5\text{He}$.

же спосіб, ніж у роботі [19], що є чи не єдиним аналогічним дослідженням ^9Be із сучасним експериментальним обладнанням з використанням позиційночутливих детекторів.

Рис. 2 демонструє розподіл подій, що відповідають області значень $4,0 < Q < -1,5$ МеВ, тобто процесу $^9\text{Be}(^{13}\text{C}, ^{13}\text{Ca})^5\text{He}$, у координатах двовимірної площини відносних енергій пар частинок. Дуже добре спостерігається ряд горизонтальних ліній, що відповідають резонансам в ядрі ^{17}O , як структурним побудовам $^{13}\text{C}-\alpha$. Це додатково свідчить про якість експериментальної установки, вибраної методики та виконаного енергетичного та кутового калібрування всієї системи детекторів.

Що стосується об'єкта досліджень, спектра збуджень ядра ^9Be , то з двовимірної картини на рис. 2 можна говорити про згущення у вигляді вертикальної смуги в області відносних енергій $E(\alpha-^5\text{He}) \sim 2-4$ МеВ і, можливо, в області енергії ~ 15 МеВ.

На рис. 3, *а* ця ж сума подій представлена на двовимірній площині в інших координатах ($^{13}\text{C}-^5\text{He}$) та ($^{13}\text{C}-\alpha$), а на рис. 3, *б* представлено розподіл подій такого ж процесу, що розрахований за методом Монте-Карло (ефективність

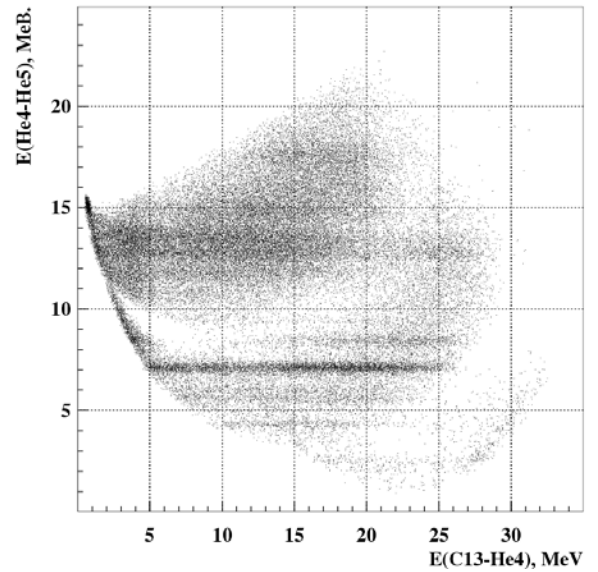


Рис. 2. Розподіли подій, що відповідають тричастковому процесу $^9\text{Be}(^{13}\text{C}, ^{13}\text{Ca})^5\text{He}$ в координатах відносних енергій пар частинок.

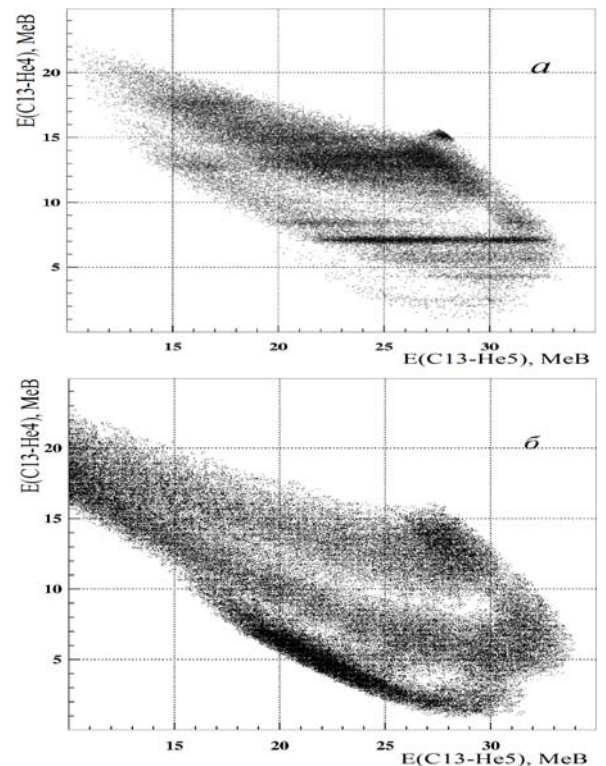


Рис. 3. Розподіли подій, що відповідають тричастковому процесу $^9\text{Be}(^{13}\text{C}, ^{13}\text{Ca})^5\text{He}$ в координатах відносних енергій пар частинок $^{13}\text{C}-^4\text{He}$ та $^{13}\text{C}-^5\text{He}$. *а* - експериментальний спектр, *б* - розрахунок за методом Монте-Карло.

реєстрації даного процесу даної експериментальною установкою за умови послідовних бінарних розпадів $^9\text{Be} + ^{13}\text{C} \rightarrow ^{13}\text{C} + ^9\text{Be}^* (\rightarrow \alpha + ^5\text{He})$

та умови ізотропності розпаду в с.с.м. на кожному етапі). Бачимо, що контури експериментального і розіграного спектрів добре збігаються в загальних обмежувальних рисах. Присутність деякої відмінності густин розподілів експериментальних і теоретичних спектрів при малих відносних енергіях пари $^{13}\text{C}-^5\text{He}$ пояснюється тим, що ці події відповідають малим значенням кінетичної енергії ^{13}C ($E_{\text{кін.}} < 40$ MeV) і розділення на $dE \times E$ -спектрі стає проблематичним, оскільки майже вирівнюються втрати енергії в dE -детекторі і залишок в E -детекторі. Але такі події відповідають дуже великим значенням відносної енергії пари $^5\text{He}-\alpha$. Що стосується згущення в районі енергій $E_{(^{13}\text{C}-^5\text{He})}, E_{(^{13}\text{C}-\alpha)} \sim (27,5; 15,0)$ MeV, що відповідає відносній енергії пари $\alpha-^5\text{He}$ $E_{(\alpha-^5\text{He})} \sim 0,7$ MeV (див. рис. 2), то ці події лежать на енергетичній межі реєстраційної здатності системи і вимагають детального аналізу.

На рис. 4 представлено проєкцію двовимірного спектра з рис. 2 на вісь відносних енергій пари $\alpha-^5\text{He}$ з енергетичним кроком $\Delta E_{(\alpha-^5\text{He})} = 250$ keV. У верхньому куті представлено цей же розподіл, але для меншого енергетичного кроку $\Delta E_{(\alpha-^5\text{He})} = 50$ keV і в логарифмічному масштабі по осі енергій. На даному спектрі (і в подальшому на одновимірних спектрах): точки з вертикальними лініями – експериментальні результати зі статистичними похибками, неперервна лінія – ефективність реєстрації даного процесу. Дрібна структура в енергетичній залежності ефективності реєстрації відображає багатодетекторність установки і той факт, що між детекторами є простір, для якого не проводиться реєстрація.

Що стосується піка з найменшою відносною енергією, то він має симетричну форму й проста підгонка його форми гауссовою залежністю дає положення піка $\sim 0,65$ MeV. Це абсолютно відповідало б збудженому стану $5/2^+$ ($E_x = E_{\text{th}}(^9\text{Be} \rightarrow \alpha + ^5\text{He}) \approx 3,05$ MeV, але значення ширини піка з підгонки є не більшим за $0,1$ MeV (у це значення входить власна ширина піка та експериментальна енергетична роздільна здатність багатодетекторної установки!) і тому це є не згаданий збуджений стан з $E^*(^9\text{Be}) = 3,05$ MeV, $\Gamma = 217$ keV, а „залишок” від порогового резонансу з $E^*(^9\text{Be} \rightarrow ^5\text{He} - \alpha) = 2,43$ MeV, $\Gamma = 0,77$ keV, що „вирізаний” експериментальною енергетичною залежністю ефективності реєстрації.

Враховуючи енергетичну залежність ефективності реєстрації процесу, можна говорити, що в

експериментальному спектрі (див. рис. 4, а) спостерігається ряд піків, що відповідають проявам резонансів в структурі $\alpha-^5\text{He}$.

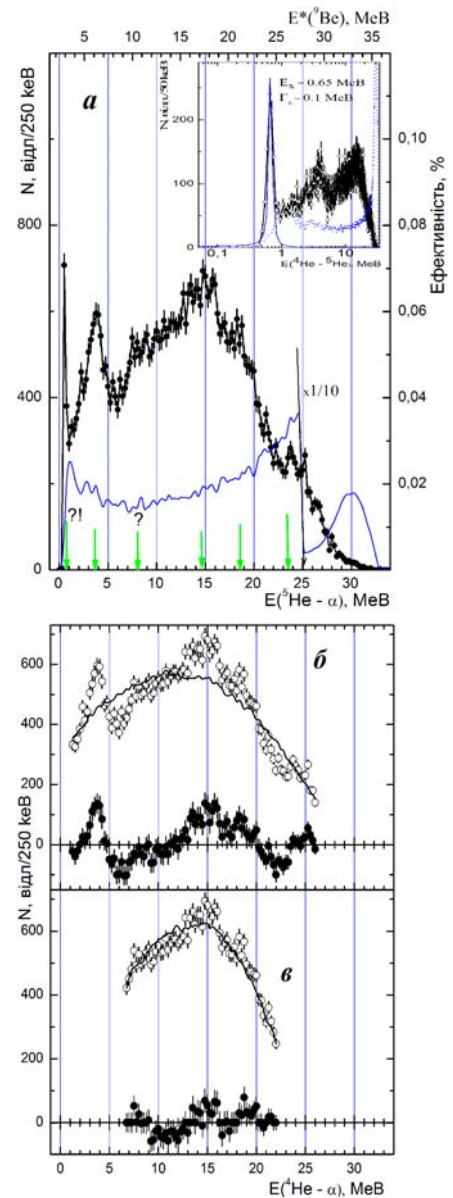


Рис. 4. Розподіли подій, що відповідають тричастинковому процесу $^9\text{Be}(^{13}\text{C}, ^{13}\text{C}\alpha)^5\text{He}$ в координатах відносної енергії пари $\alpha-^5\text{He}$: а – точки – експериментальний спектр; лінії – ефективність реєстрації; б, в – світлі точки – експериментальні спектри після процедури „згладжування” піків, лінія – нерезонансна складова спектрів, темні точки – їх різниця.

Оскільки, як це видно з Q -спектра реакції (див. рис. 3), пік при Q_{000} не є відокремленим, тобто там є вклад й інших - нетричастинкових - процесів або процесів з іншими масами частинок, було виконано додаткову статистичну обробку спектра відносних енергій $\alpha-^5\text{He}$ (див. рис. 4)

на зразок методики, застосованої одним з авторів раніше [24]. Спочатку було виконано „згладжування” піків у спектрі. Для цього кожні три експериментальних послідовних точки спектра підганялися лінійною енергетичною залежністю і, якщо якась експериментальна точка відхилялася від підганяного значення більше, ніж на свою статистичну похибку, її значення замінювалася підганяним. (Така процедура проводилася для енергетичного діапазону $E_x \sim (1 - 26)$ MeV, де ефективність реєстрації процесу не має різких коливань і представлена світлими точками на рис. 4, б і в.) Потім для визначення „плавної” (нерезонансної) складової в енергетичному спектрі вже за методом Монте-Карло вибиралося чотири-п’ять точок з усього аналізованого енергетичного діапазону й вони підганялися квадратичною або кубічною залежністю від енергії. І в цьому випадку експериментальні значення точок, що відхилялися від їх підганяних значень більше, ніж на експериментальну статистичну похибку, замінювалися на розраховане значення. Результати підгонки (неперервні криві на рис. 4, б і в) квадратичним чи кубічним багаточленом практично однакові. Обґрунтуванням такої процедури визначення вкладу в спектр відносно енергії процесів з „плавною” енергетичною залежністю є той факт, що фазовий простір багаточастинкових реакцій для точкових геометрій може бути представлений дво-триступеневим багаточленом [25, 26]. Темним точками (див. рис. 4, б і в) зі статистичними похибками відображено різницю експериментального „згладженого” по піках спектра й відповідної „плавної” складової в спектрі (на рис. 4, а представлено результати такого аналізу для діапазону $E_x \sim (1 - 26)$ MeV, а на рис. 4, б – для зменшеного діапазону $E_x \sim (6 - 22)$ MeV, щоб оцінити вплив присутності піка при $E_x \sim 4$ MeV).

У результаті такого додаткового статистичного аналізу можна говорити, що достовірними є піки при відносних енергіях ~ 4 ; $\sim (8)$; ~ 15 ; ~ 19 ; $\sim (23,5)$ MeV. Відповідні енергії збудження ядра ${}^9\text{Be}$ є $(2,43)$; $\sim 6,4$; $(10,4)$; $17,4$; $\sim 21,4$; $\sim (26)$ MeV. (У дужках указано положення піків, статистична достовірність яких є на межі.)

Серед вищевказаних значень є близькі до величин, що отримані з дослідження тричастинкової реакції ${}^9\text{Be}({}^7\text{Li}, \alpha){}^5\text{He}$, де спостерігалися „ α - ${}^5\text{He}$ decaying states” при енергіях $E_x({}^9\text{Be}) \sim 6,5$ та $\sim 11,3$ MeV [19]. Відзначимо також, що для ядра ${}^9\text{Be}$ α -частинкові канали розпаду були експериментально зареєстровані рані-

ше лише для збуджених станів з $E_x = 2,43, 14,35$ та декілька станів з $E_x > 17$ MeV [9].

Для спектра ${}^9\text{Be}$ в області енергій 6 - 7 MeV по енергії збудження вважається встановленими два рівні з ширинами $\sim 1,2$ MeV: один рівень мас-спін $9/2^+$ при $E_x = 6,76$ MeV і другий з можливим значенням спіну $(7/2^-)$ (у компіляції [9], уже після поставленої нами задачі, це значення спіну значиться точно встановленим) при значенні енергії збудження $E_x = 6,38$ MeV, що майже точно збігається з нашим значенням зі спектра відносних енергій ${}^5\text{He} - \alpha$. Оскільки за умовами аналізу експериментальних даних ми однозначно спостерігаємо взаємодію в системі ${}^5\text{He} - \alpha$, то і природа цього рівня є такою ж.

Якщо відобразити параметри двох спостережених рівнів $(2,43 \text{ MeV}, 5/2^-)$ і $(6,4 \text{ MeV}, 7/2^-)$ в координатах двовимірної площини E^* та $J(J+1)$ як для рівнів ротаційної природи і продовжити лінійну залежність у менші енергії збудження, то бачимо, що утворюючим рівнем послідовності смуги рівнів буде основний стан ${}^9\text{Be}$ з правильним для такої послідовності спіном $3/2^-$ (рис. 5). Тобто обертова смуга з проекцією спіну на вісь обертання $K = 3/2^-$ відповідає ротаційній смугі рівнів при структурному представленні ядра ${}^9\text{Be}$ як ${}^5\text{He} + \alpha$.

На рис. 5 також, додатково, з метою підтвердження перспективності подальшого, більш детального дослідження спектра збудження ядра ${}^9\text{Be}$, горизонтальними лініями нанесено енергетичне положення інших спостережених у роботі резонансів, а вертикальними – значення величин $j \cdot (j+1)$ для наступних величин спінів $j \geq 9/2$. Бачимо, що, хоча ми й не ідентифікували спіни станів, зареєстровані резонанси можуть вкладаватися в залежність ротаційної смуги з $K = 3/2^-$ до досить великих спінів, що є також додатковим підтвердженням великої ймовірності побудови ядра ${}^9\text{Be}$ як стійкої кластерної системи ${}^5\text{He} + \alpha$.

У теоретичних розрахунках для спектра збуджених станів ${}^9\text{Be}$, що базуються на трицентровій моделі (дві α -частинки з валентним нейтроном) ротаційна смуга $K = 3/2^-$ відповідає руху нейтрона по π -орбіті (на зразок валентного електрона в двохатомній молекулі). Отримані нами результати показують, що ця ротаційна смуга рівнів усе-таки відповідає ${}^5\text{He} + \alpha$ структурі, тобто доцентровій моделі. Взагалі, з фізичної точки зору, тут немає великих протиріч, тому що рух нейтрона по π -орбіті відповідає ситуації,

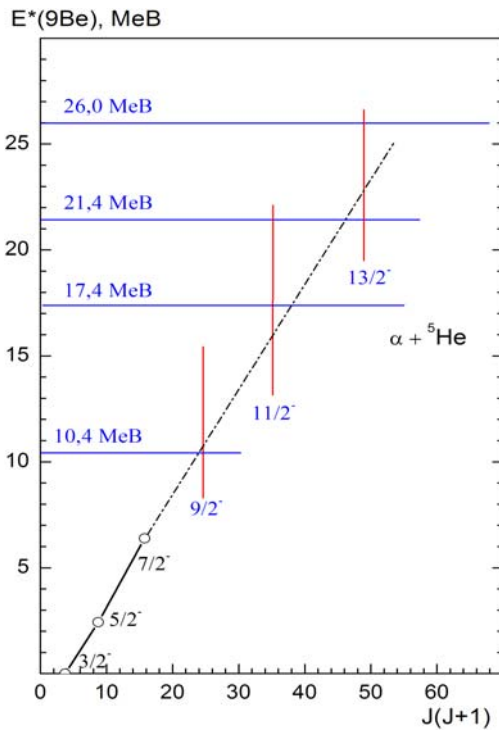


Рис. 5. Залежність енергії збуджених станів ${}^9\text{Be}$, що мають канал розпаду ${}^5\text{He} + \alpha$ від функції $j(j+1)$. Горизонтальні лінії показують енергії станів ${}^9\text{Be}$, для яких не визначено спіни. Неперервна лінія з'єднує послідовність станів з відомими спінами, пунктирна – указує можливу наступну послідовність ротаційної смуги рівнів.

коли відстані нейтрона від обох α -частинок (у розумінні класичної фізики) є постійними величинами, тобто весь час зберігається конфігурація $n \oplus \alpha$ і, мабуть, із просторовими параметрами, близькими до ${}^5\text{He}$. При русі нейтрона по σ -орбіті відстані нейтрона до кожної з α -частинок періодично змінюються й така система може частину часу розглядатися як ${}^5\text{He} + \alpha$, а частину – як ${}^8\text{Be} + n$.

${}^9\text{Be}({}^{13}\text{C}, {}^{13}\text{C} {}^8\text{Be}_{o.c.})n$. Подіям такого процесу відповідали вже тричастинкові збіги зареєстрованого в напівпровідниковому телескопі ядра ${}^{13}\text{C}$ та двох частинок в системі детекторів *ARRAY*, якщо відносна енергія останніх відповідає резонансу ${}^8\text{Be}_{o.c.}$.

На рис. 6 представлено розрахований спектр відносних енергій пари збіжних неіндетифікованих частинок, що зареєстровані системою позиційночутливих детекторів *ARRAY* за умови, що їх маси рівні масам α -частинок. На спектрі розподіл із більшою інтенсивністю відповідає всім таким потрійним збігам, а з меншою інтенсивністю відповідає подіям із додатковим обмежен-

ням на величину Q -реакції ${}^9\text{Be} + {}^{13}\text{C} \rightarrow {}^{13}\text{C} + \alpha + \alpha + n$ з переходом на основний та перший збуджений стани ядра ${}^{13}\text{C}$ (рис. 7). В обох випадках дуже добре виділяється резонанс при $E_x \sim 0,09$ MeV, що відповідає утворенню ядра ${}^8\text{Be}$.

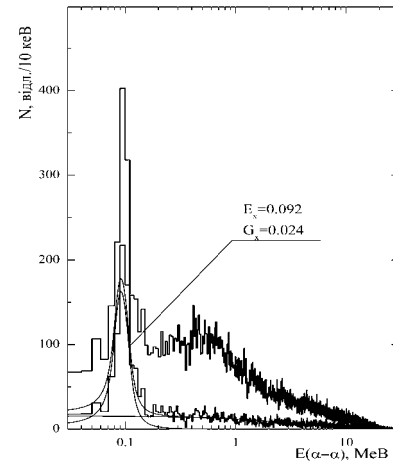


Рис. 6. Спектр відносних енергій двох частинок за умови їх маси $m = 4$, що зареєстровані системою детекторів *ARRAY* для подій тричастинкових збігів з ${}^{13}\text{C}$.

Q -спектр тричастинкових збігів ядра ${}^{13}\text{C}$ з двома частинками, відносна енергія яких є в межах $0,08 < E_{\alpha\alpha} < 0,14$ MeV, і розрахований як для процесу ${}^9\text{Be}({}^{13}\text{C}, {}^{13}\text{C} {}^8\text{Be}_{o.c.})n$, подано рис. 7. Верхня шкала, як завжди, відображає значення енергій можливих збуджених станів продуктів чи проміжних систем $E_x^* = -Q + E_{th}({}^9\text{Be} \rightarrow {}^8\text{Be}_{o.c.} + n)$. Суцільними лініями показано розклад спектра на найбільш достовірні піки, не задаючи наперед можливих значень енергій збудження вихідних та проміжних систем. Отримане експериментальне енергетичне положення піка при найбільшому значенні Q -реакції збігається з врахуванням похибок калібрування детекторів та можливого впливу Доплер-ефекту [21], з теоретично розрахованим значенням $Q_{000} = -1,65$ MeV, що відповідає утворенню всіх вихідних частинок в основному стані. Що стосується піка в області величин $Q = (-7. \div -4.)$ MeV (це є енергія збудження якогось вихідного чи проміжного ядра $E_x \sim 3 - 5$ MeV), то цей пік, найбільш імовірно, відповідає чотиричастинковому процесу, що йде через збудження стану(ів) ядра ${}^{13}\text{C}$ з такими ж значеннями величин(и) енергії збудження, що спостерігалися в попередній реакції. Також, у цій же області величин Q за своїм енергетичним

положенням можливий вклад процесу, що йде через збуджений стан ядра ${}^9\text{Be}$ з енергією збудження $E_x = 4,7$ МеВ.

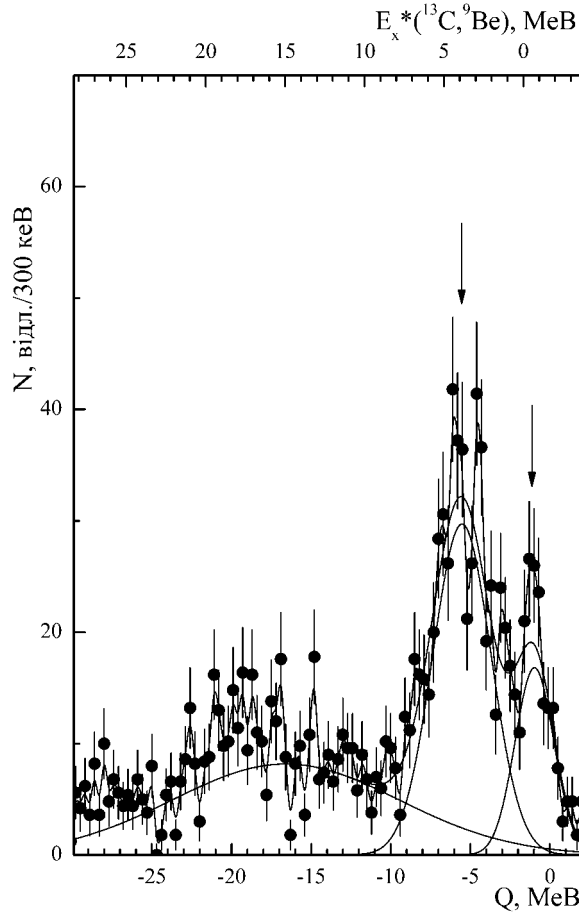


Рис. 7. Q -спектр подій відібраних тричастинкових збігів, що відповідають процесу ${}^9\text{Be}({}^{13}\text{C}, {}^{13}\text{C} {}^8\text{Be}_{o.c.})n$.

На рис. 8, у шкалі відносних енергій пари ${}^8\text{Be}-n$, представлено розподіл подій, що належать до області значень $Q = (-9 \dots -2)$ МеВ (рис. 7), тобто тих подій, що відповідають процесам ${}^9\text{Be}({}^{13}\text{C}, {}^{13}\text{C} {}^8\text{Be}_{o.c.})n$ та ${}^9\text{Be}({}^{13}\text{C}, {}^{13}\text{C}^*_{(3,6\text{MeV})} {}^8\text{Be}_{o.c.})n$. Розширення діапазону по Q -реакції збільшує статистичну переконливість підготовлених для аналізу експериментальних спектрів і цей підхід не має критичних заперечень, оскільки обидва процеси є послідовними бінарними реакціями. Такий же розподіл, але для подій, що відповідають лише області основного значення $Q = (-2 \dots +1)$ МеВ абсолютно подібний, але має меншу статистичну достовірність. Єдина відмінність при аналізі цих спектрів є в розрахунку ефективності реєстрації процесу. Для такої „суми спектрів” окремо розраховува-

лася ефективність реєстрації процесу, що йде через основний та збуджений стани ${}^{13}\text{C}$ ($E_x = 3,68$ МеВ), а загальна ефективність реєстрації для подій повного діапазону $Q = (-9 \dots -2)$ МеВ усереднювалась із розрахованих енергетичних залежностей із урахуванням вагових множників, пропорційних кількості подій кожного процесу (див. рис. 7). (Навіть і в цьому випадку аналізу подій двох процесів двовимірна картинка в координатах відносних енергій, усе ж з тієї причини малої кількості малої відліків, є малоінформативна, і ми проведемо аналіз одновимірного спектра.)

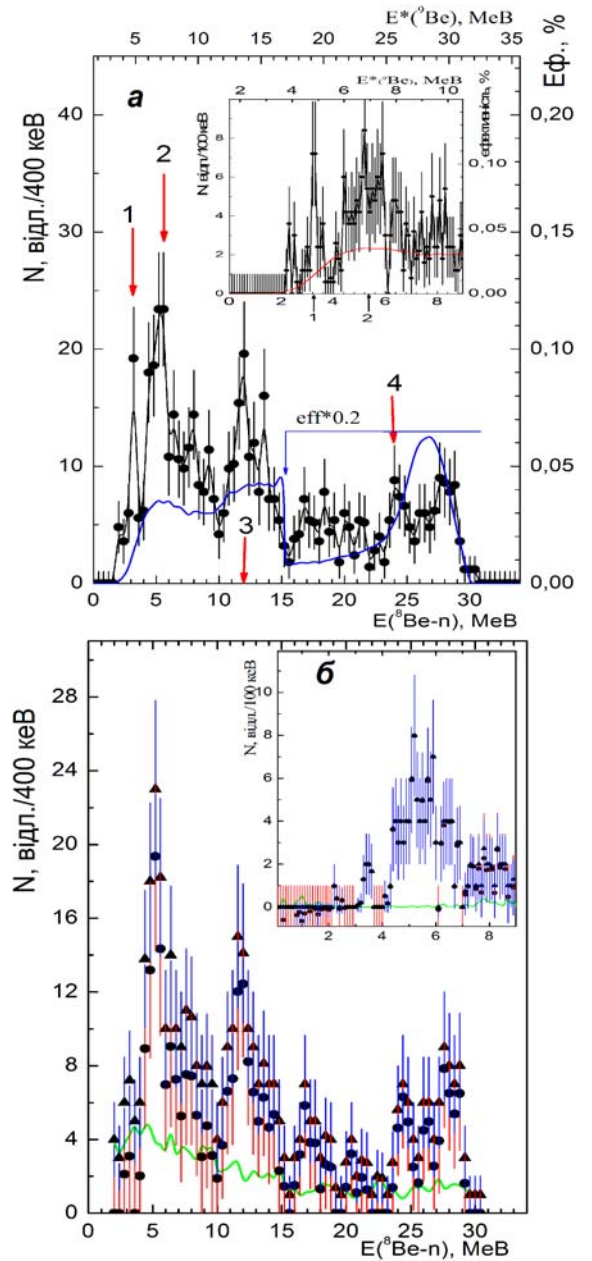


Рис. 8. Події тричастинкових збігів процесу ${}^9\text{Be}({}^{13}\text{C}, {}^{13}\text{C} {}^8\text{Be}_{o.c.})n$ для $Q = (-9 \dots -2)$ МеВ у шкалі відносної енергії пари ${}^8\text{Be}-n$ (див. текст).

На рис. 8, *a* – точки зі статистичними похибками, неперервна лінія – це відповідно експериментальний розподіл і розрахована ефективність реєстрації досліджуваного процесу в шкалі відносної енергії ${}^8\text{Be}-n$ з енергетичним кроком 400 та 100 кеВ (вставлений рисунок). Стрілками та цифрами показано енергетичне положення піків, що впевнено ідентифікуються (див. далі). На рис. 8, *б* представлено додаткову статистичну обробку цього експериментального спектра, як це виконано вище для розподілу ${}^5\text{He}-\alpha$; трикутники – експериментальні спектри зі згладженими піками, неперервні лінії – виділена нерезонансна складова спектрів, темні точки – відповідні різниці.

На спектрах ідентифікується резонанс при енергії збудження ${}^9\text{Be}$ при $E_x \sim 5$ МеВ (позначка 1) (це стан з енергією збудження $E_x \sim 4,7$ МеВ [9], якщо, додатково до можливої експериментальної похибки, врахувати хід ефективності реєстрації). Також можна говорити про збуджені стани ядра ${}^9\text{Be}$ з $E^*({}^9\text{Be}) \sim 7, \sim 13,5 \sim 25$ МеВ (позначки 2, 3, 4 відповідно) та, можливо, ~ 9 і ~ 15 МеВ (аналізувалася частина спектра $E({}^8\text{Be}-n)$ до ~ 27 МеВ, де ефективність реєстрації є плавною). До цього ж набору станів ядра ${}^9\text{Be}$, що мають канал розпаду ${}^9\text{Be} \rightarrow {}^8\text{Be} + n$, треба віднести й стан 1,68 МеВ ($1/2^+$), що має таку ж природу, будучи пороговим рівнем ${}^9\text{Be} \rightarrow {}^8\text{Be} + n$, і розпад якого в цей канал був недавно експериментально ідентифікований [27].

На рис. 9 у координатах E та $j(j+1)$ нанесено результати розрахунку спектра збуджених станів ядра ${}^9\text{Be}$ методом генераторних координат [22], а також відомі експериментальні рівні [9] (темні позначення), послідовність включення яких у ротаційну смугу (суцільна лінія) запропоновано в роботі [12], та стрілками показано положення рівнів, що отримані в даній роботі і відповідають каналу розпаду ${}^9\text{Be} \rightarrow {}^8\text{Be} + n$. Аналізуючи отримані в даній роботі експериментальні енергетичні положення рівнів з відомими компліційними матеріалами по спектроскопічних властивостях ${}^9\text{Be}$ [9], що отримані в більш прецизійних експериментах з позиції оцінки енергетичного положення, можна вважати, що зареєстрований у нашій роботі збуджений стан з $E^*({}^9\text{Be}) \sim 7$ МеВ відповідає рівню 6,76 МеВ, $9/2^+$. В огляді [9] в районі енергій збудження $9 \div 10$ МеВ інформації про рівні не наведено. У роботах [12], для „завершення” ротаційної систематики, за розрахований рівень (~ 9 МеВ, $7/2^+$)

вважався рівень з експериментальним значенням $E_x = 11,28$ МеВ і з неоднозначно встановленим спіном $J^\pi = (7/2^-)$. На наш погляд, на місце рівня з $J^\pi = 7/2^+$ в цьому ротаційному ряду треба відносити все-таки рівень при енергії ~ 9 МеВ, який проявляється в даній роботі і який важко ідентифікувати в неповних кінематичних експериментах на фоні двох сусідніх рівнів з $E_x \sim 8$ і 11 МеВ та з ширинами $\sim 0,6$ та ~ 1 МеВ. Такий висновок підтримується розрахунками $\alpha\alpha n$ -тричастинкової амплітуди розсіяння, де положення рівня $J^\pi = 7/2^+$ вказується як $E_x \sim 8,1$ МеВ з шириною $\Gamma \sim 6$ МеВ [28]. У цій же теоретичній роботі взагалі не передбачається рівня при $E_x = 11,28$ МеВ, а зроблено висновок, що в спектрі ще повинен бути збуджений стан $9/2^-$ з енергією $\sim 10,4$ МеВ, що деякою мірою підтверджує нашу гіпотезу (див. рис. 5).

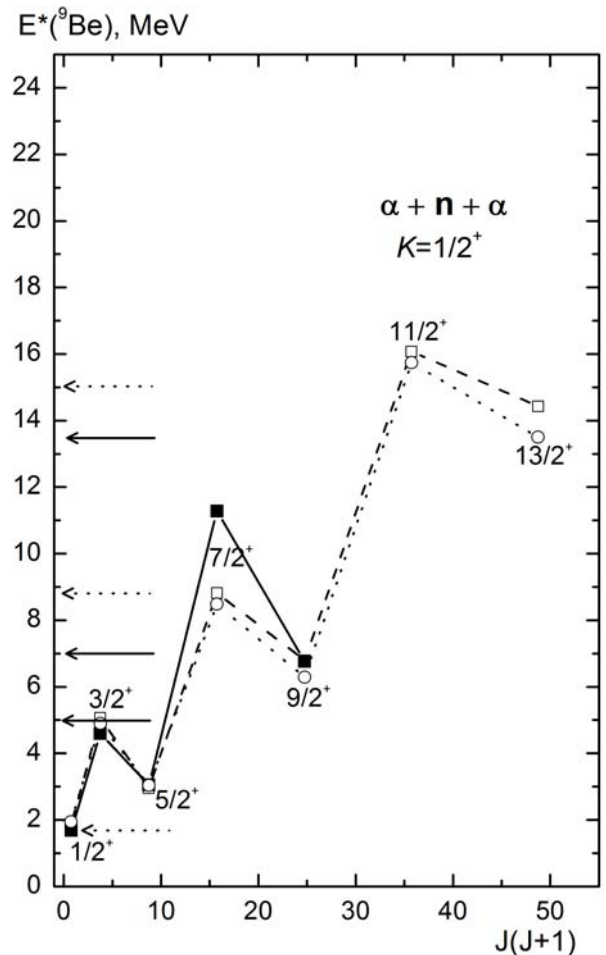


Рис. 9. Інтерпретація спектра збуджених станів додатної парності ядра ${}^9\text{Be}$ як станів ротаційної смуги $K = 1/2^+$ (див. текст).

Що стосується більш високих енергій збудження, то в області енергій ідентифікованого в

даній роботі рівня з $E_x \sim 14$ MeV, якому, за ротаційною систематикою, можна приписати спіни $11/2^+$ або $13/2^+$ (див. рис. 9), відомо декілька рівнів з невизначеними спінами й відповідною шириною [9]. При ще більших енергіях, починаючи з енергії збудження ~ 18 MeV, вказується на декілька рівнів, у тому ряду й при $E^*({}^9\text{Be}) \sim 24$ MeV, але як на попередні результати [9].

Порівнюючи отримані нами результати з теоретичними розрахунками ядра ${}^9\text{Be}$ як трицентрової моделі $\alpha-n-\alpha$ [22, 23], можна, як попередній висновок, говорити, що передбачені теорією збуджені стани ротаційної смуги з проекцією спіну $K=1/2^+$ і нейтроном на σ -орбіті є відображенням прояву в ядрі ${}^9\text{Be}$ властивостей ядра ${}^8\text{Be}$, природна нестабільність якого компенсується додатковим валентним нейтроном.

Висновки

Уперше виконано одночасне експериментальне дослідження розпаду ядра ${}^9\text{Be}$ в канали ${}^8\text{Be}_{o.c.} + n$ і ${}^5\text{He} + \alpha$. Уперше експериментально спостережено, що стани з енергією збудження $E_x \approx 6,38, 10,4, 17,4, 21,4$ та ~ 26 MeV мають α -частинковий канал розпаду.

У структурі збуджених станів ядра ${}^9\text{Be}$ проявляється смуга ротаційних рівнів, що відповідає структурній побудові ${}^5\text{He} + \alpha$, а в розрахунках по трицентровій моделі $\alpha-n-\alpha$ такі збуджені стани відповідають руху нейтрона по π -орбіті відносно двох α -частинок. Як попередній результат зроблено висновок, що смуга ротаційних рівнів, що розраховується в рамках тієї ж трицентрової моделі з проекцією спіну $K=1/2^+$, відповідає прояву в ядрі ${}^9\text{Be}$ властивостей ${}^8\text{Be}_{o.c.} + n$ структури.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. 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.
2. Itagaki N., Okabe S., Ikeda K. Molecular-Orbital Structure in Light Neutron-Rich Nuclei // Ibid. - P. 293 - 323.
3. von Oertzen W., Freer M., Kanada-En'yo Y. Nuclear Clusters and Nuclear Molecules. - 2006. - 52 p. (unpublished).
4. Proc. of the 7th Int. Conf. on Clustering Aspects of Nuclear Structure and Dynamics / Ed. M. Korolija, Z. Basrak, R. Caplar (Rab. Croatia, 14 - 19 June 1999). - Singapore: World Scientific Publishing, 2000. - P. 30.
5. Fulton R.R. Nuclear Clusters and nuclear molecules // Zeitschrift für Physik A: Hadrons and Nuclei. - 1994. - Vol. A349. - P. 227 - 232.
6. Betts R.R., Wuosmaa A.H. Nuclear molecules // Reports on Progress in Phys. - 1997. - Vol. 60. - P. 819 - 861.
7. Horiuchi H., Ikeda K., Suzuki Y. Molecular-Like Structures in Nuclear System // Supplement of the Progress of Theoretical Physics. - 1972. - No. 52. - P. 89 - 162.
8. Datar V. M., Suresh Kumar, D. R. Chakrabarty et al. Direct Observation of the 4^+ -to- 2^+ Gamma Transition in ${}^8\text{Be}$ // Phys. Rev. Lett. - 2005. - Vol. 94. - P. 122502(4).
9. Tilley D.R., Kelley J.H., Godwin J.L. et al. Energy levels of light nuclei $A = 8, 9, 10$ // Nucl. Phys. A. - 2004. - Vol. 745, No. 3 - 4. - P. 155 - 362.
10. Arai K., Descouvemont P., Baye D., Catford W. N. Resonance structure of ${}^9\text{Be}$ and ${}^9\text{B}$ in a microscopic cluster model // Phys. Rev. - 2003. - Vol. C68, No. 1. - P. 014310(13).
11. Forssén C., Navrátil P., Ormand W. E., Caurier E. Large basis *ab initio* shell model investigation of ${}^9\text{Be}$ and ${}^{11}\text{Be}$ // Phys. Rev. C. - 2005. - Vol. 71. - P. 044312(19).
12. von Oertzen W. Two-center molecular states in ${}^9\text{Be}$, ${}^{10}\text{Be}$, and ${}^{10}\text{B}$ // Z. Phys. - 1996. - Vol. A354. - P. 37 - 43.
13. Prezado Y., Borge M.J.G., Díez C.Aa. et al. Low-lying resonance states in the ${}^9\text{Be}$ continuum // Phys. Lett. B. - 2005. - Vol. 618, No. 1. - P. 43 - 50.
14. Dasgupta M., Hinde D. J., Butt R. D. et al. Fusion versus Breakup: Observation of Large Fusion Suppression for ${}^9\text{Be} + {}^{208}\text{Pb}$ // Phys. Rev. Lett. - 1999. - Vol. 82, Iss. 7. - P. 1395 - 1398.
15. Itagaki N., Ikeda K., Okabe S., Otsuka T. Exotic Cluster Shapes in Neutron-Rich Be and C Isotopes // Progress of Theoretical Physics. Supplement - 2002. - Vol. 146. - P. 207 - 211.
16. Базрак З., Вінчігуера Д., Горюнов О.Ю та ін. Дослідження високої області збуджень ядра ${}^{24}\text{Mg}$ в реакції ${}^{12}\text{C}({}^{16}\text{O}, {}^{16}\text{O}, {}^8\text{Be})\alpha$ // Scientific papers of the Institute for Nuclear Research. - 2004. - No. 1 (12). - P. 7 - 15.
17. 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.
18. Tumino A., Lattuada M., Romano S. et al. ${}^{16}\text{O} - {}^8\text{Be}$ break up states and cluster structure of ${}^{24}\text{Mg}$ // Eur. Phys. J. - 2001. - Vol. A12. - P. 327 - 334.
19. Soić N., Cali D., Cherubini S. et al. ${}^7\text{Li}$ quasi-free scattering off the α -cluster in ${}^9\text{Be}$ nucleus // Eur. Phys. J. A. - 1998. - Vol. 3, No. 4. - P. 303 - 305.
20. Soić N., Cali D., Cherubini S. et al. α - ${}^5\text{He}$ decaying

- states and ground state rotational band of ${}^9\text{Be}$ // arXiv:nucl-ex/9801009 v1 29 Jan 1998.
21. *Murphy A. A* Search for ${}^{16}\text{O}+{}^{16}\text{O}$ Breakup of ${}^{48}\text{Cr}$ // Submitted for the degree of Doctor of Philosophy, 1996, University of Birmingham (unpublished).
 22. *Descouvemont P.* Microscopic study of α -clustering in the ${}^9,{}^{10},{}^{11}\text{Be}$ isotopes // Nucl. Phys. A. - 2002. -Vol. 699, Is. 3 - 4. - P. 463 - 478.
 23. *Hernández L. de la Peña et al.* α -cluster structure in Be isotopes // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. - 2001. - Vol. 27. - P. 2019 - 2035.
 24. *Барут И.Я., Зуев С.В., Осташко В.В., Симонов В.А.* Изучение области высоких возбуждений изотопов бериллия в реакциях ${}^6,{}^7\text{Li} + \alpha$ при $E_\alpha = 94$ МэВ // Краткие сообщения по физике ФИАН. - 1994. - № 5 - 6. - С. 82 - 88.
 25. *Ohlsen G.G.* Kinematic Relations in Reactions of the form $A+B \rightarrow C+D+E$ // Nucl. Instrum. and Meth. in Physics Research. - 1965. - Vol. A37. - P. 240 - 248.
 26. *Furic M., Forster H.H.* Two particle coincidence measurement of the Four Body Break-Up // Nucl. Instrum. and Meth. in Physics Research. - 1972. - Vol. A98. - P. 301 - 307.
 27. *Fulton B. R., R. L. Cowin, R. J. Woolliscroft et al.* Exclusive breakup measurements for ${}^9\text{Be}$ // Physical Review. - 2004. - Vol. C70, No. 4. - P. 047602(4).
 28. *Koike Y.* ${}^9\text{Be}$: A gateway nucleus into heavier nuclei? // arXiv:nucl-th/0201075 v2 5 Mar 2002.

ПРОЯВЛЕНИЕ КЛАСТЕРНОЙ СТРУКТУРЫ ${}^9\text{Be}$ В МНОГОЧАСТИЧНЫХ РЕАКЦИЯХ

V. Осташко, М. Латтуада, М. Милин, О. Горюнов, А. Ди Пьетро, Д. Миланчич, М. Задро, А. Муцумара, М.-Г. Пелегрини, С. Романо, С. Тудиско, А. Тумино, П. Фигуера, Х. Болен, В. фон Ерцен, Т. Кокалова, С. Шумерер

Исследованы многочастичные выходные каналы ${}^9\text{Be}({}^{13}\text{C}, {}^{13}\text{C}\alpha){}^5\text{He}$ и ${}^9\text{Be}({}^{13}\text{C}, {}^{13}\text{C}{}^8\text{Be}_{o.c.})n$ процесса столкновений ${}^9\text{Be} + {}^{13}\text{C}$. Получено информацию о проявлении структур ${}^8\text{Be}_{o.c.} - n$ и $\alpha - {}^5\text{He}$ в построении спектра возбужденных состояний ядра ${}^9\text{Be}$. Обсуждается связь указанных структурных построений с теоретическими расчетами на основе α -кластерных представлений с валентным нейтроном.

CLUSTER STRUCTURE OF ${}^9\text{Be}$ FROM MANY-PARTICLES REACTIONS

V. Ostashko, M. Lattuada, M. Milin, O. Goryunov, A. Di Pietro, D. Miljanic, M. Zadro, A. Musumara, M.-G. Pellegriti, S. Romano, S. Tudisco, A. Tumino, P. Figuera, H. Bohlen, W. von Oertzen T. Kokalova, S. Shumerer

Many-particle exit channels ${}^9\text{Be}({}^{13}\text{C}, {}^{13}\text{C}\alpha){}^5\text{He}$ and ${}^9\text{Be}({}^{13}\text{C}, {}^{13}\text{C}{}^8\text{Be}_{g.s.})n$ from the ${}^9\text{Be} + {}^{13}\text{C}$ interaction have been experimentally investigated. Information has been received on ${}^8\text{Be}_{g.s.} - n$ and $\alpha - {}^5\text{He}$ configurations associated with ${}^9\text{Be}$ excitation states. Comparison of these configurations with calculations based on alpha-cluster conception with a valence neutron is discussed.

Надійшла до редакції 13.07.06,
після доопрацювання – 03.10.06.