

О. М. Поворозник*, О. К. Горпинич

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

*Відповідальний автор: orestpov@kinr.kiev.ua

ВЗАЄМОДІЯ $\alpha + (^2\text{H}, ^3\text{H}, ^3\text{He})$ ТА НЕЗВ'ЯЗАНІ СТАНИ ЯДЕР З $A = 5$

Наведено результати експериментального вивчення низькоенергетичних незв'язаних першого збудженого та основного рівнів ядер ^5He та ^5Li , що базуються на аналізі інклюзивних та двовимірних збігових спектрів, отриманих унаслідок $\alpha + (^2\text{H}, ^3\text{H}, ^3\text{He})$ взаємодії.

Ключові слова: незв'язаний стан, ^5He , ^5Li , інклюзивний спектр, кінематично повний кореляційний експеримент, спектр збігів.

Вступ

Інтерес до вивчення властивостей збуджених рівнів п'ятинуклонної системи практично не зникає вже протягом останніх 40 - 50 років. Дослідження незв'язаних станів легких ядер дає багате джерело інформації про багатотільну динаміку, нуклон-нуклонну взаємодію, оболонкову структуру та ін. Важливо експериментально дослідити та на ґрунті якомога точніше отриманих експериментальних даних зрозуміти структуру ядер з точки зору нуклон-нуклонної взаємодії, яка має сильні тензорні сили на довгих та проміжних відстанях, зумовлені піонним обміном, та сильне центральне відштовхування на коротких відстанях, зумовлене кварковою динамікою. Енергія резонансу визначається багаточастинковою взаємодією в можливій складеній системі, а ширина розпаду на частинки суттєво визначається ефективним бар'єром, який з'являється на проміжних відстанях при фрагментації кінцевого стану. Саме властивості нуклон-нуклонної взаємодії визначають компоненти хвильових функцій, отриманих на основі різноманітних теоретичних підходів і критерієм достовірності застосованих моделей є адекватність опису ними експериментальних даних.

Загальноприйнято, що в ядрах ^5He та ^5Li нижче порога дейтронного розвалу при енергії збудження 17 МеВ проявляються лише $3/2^-$ основний та $1/2^-$ перший збуджений рівні в околі енергії 5 МеВ. Результати численних теоретичних та експериментальних досліджень перших збуджених станів цих ядер, що мають дуже малий час життя і є незв'язаними, бо розпадаються через випромінювання пари частинок – α -частинки і нейтрона або протона, дуже різняться між собою. Причому розкид значень енергії резонансів, знайдених в експериментальних роботах, змінюється більш ніж у два рази, а по ширині більш ніж у три рази. Теоретичний опис також має розкид, але дещо

менший, ніж експериментальний. На це звертали увагу практично всі дослідники, що спонукало на подальше більш докладне вивчення та визначення причин цих розходжень [1].

Традиційно експериментальну інформацію про низько розташовані рівні ^5He та ^5Li отримували з двох джерел – пружного розсіяння нуклонів на ^4He та квазібінарних реакцій, в яких формуються ці ядра в кінцевих (незв'язаних) станах. Однозначно визначені фазові зсуви n - α та p - α пружного розсіяння для енергій до порога дейтронного розвалу наведено в [2, 3]. В основному енергетична залежність фазових зсувів описана в рамках R -матричної теорії, де одним із параметрів є радіус каналу a . З того часу, як у роботах [4, 5] вибрали значення $a = 2,9$ фм, щоб підігнати $R_{3/2}$ та $R_{1/2}$ фазові зсуви в однорівневому наближенні, та беручи до уваги різницю кулонівських енергій ^5He та ^5Li в більшості R -матричних аналізів, приймали величину a близько 2,9 фм. Ця величина значно менша від обумовленої формулою $a = 1,45(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$ фм = 3,75 фм [5, 6] мінімальної величини, що є прикладом модельного залежного способу обробки експериментальних даних.

Особливу увагу слід приділити дослідженню першого збудженого рівня ядер тому, що діапазон отриманих експериментальних значень E^* для $^5\text{He}^*(1/2^-)$ лежить у межах від ~ 2 до 5 МеВ, значення енергетичної ширини Γ від $\sim 1,45$ до 5,6 МеВ, а для $^5\text{Li}^*(1/2^-)$ діапазон отриманих експериментальних значень для E^* та Γ лежить у межах від ~ 2 до 7,5 МеВ та від ~ 1 до 10 МеВ відповідно. Такий значний розкид є аномальним і може бути наслідком не тільки експериментальних труднощів, викликаних дуже малим часом життя резонансного стану (різночитання отриманих величин можуть бути зумовлені систематичними похибками різних експериментальних методик) і неадекватними методами аналізу, але

© О. М. Поворозник, О. К. Горпинич, 2017

також різними визначеннями, які використовують для енергій і ширин незв'язаних станів.

Однією з причин розбіжностей, на яку ще на початку аналогічних досліджень було вказано в [1], є кількість відкритих каналів реакцій, що присутні в досліджуваній реакції, в якій збуджуються й інші резонанси. Ця причина пов'язана з кількістю нуклонів, що взаємодіють, та кінематичними особливостями реакції, в якій досліджується той чи інший резонанс. Наприклад, у роботі [7] окрім заселення рівня ${}^5\text{He}^*(1/2^-)$ збуджується резонанс ${}^8\text{Be}^*$. Тому правильне визначення ділянки фазового простору, де домінує механізм утворення резонансів, є однією з основних умов коректності отримання параметрів незв'язаних станів легких ядер у кореляційному експерименті. Використовуючи тричастинкові реакції при дослідженні взаємодії легких частинок (p, d, t, α) з легкими ядрами ${}^2\text{H}, {}^3\text{H}$, ми отримуємо, у багатьох випадках, збудження станів легких ядер, які дуже важко спостерігати й виділяти у двочастинкових реакціях. Досить перспективною з точки зору мінімальної можливої кількості відкритих каналів, що можуть впливати на адекватне визначення утворених вищезгаданих рівнів ${}^5\text{Li}$ та ${}^5\text{He}$, є їхнє дослідження за допомогою ${}^2\text{H} + \alpha$ та ${}^3\text{H}({}^3\text{He}) + \alpha$ взаємодій. Високий переріз виходу дейтронів і протонів, отриманий при дослідженні квазібінарних ${}^2\text{H}(\alpha, p)\alpha n$, ${}^3\text{H}(\alpha, d)\alpha n$ та ${}^3\text{He}(\alpha, d)\alpha p$ реакцій [8 - 11] є хорошою підставою застосування тричастинкових реакцій ${}^2\text{H}(\alpha, p)\alpha n$ та ${}^3\text{H}(\alpha, d)\alpha n$ для вивчення низькоенергетичної частини спектрів збудження ядер ${}^5\text{He}$ та ${}^5\text{Li}$.

Аналіз інклюзивних $\alpha + {}^3\text{H}$ (${}^3\text{He}$) дейтронних спектрів

Заселення незв'язаних основного та першого збудженого станів ядер ${}^5\text{He}$ та ${}^5\text{Li}$ спостерігались в інклюзивних дейтронних спектрах, що були отримані з дослідження ${}^3\text{He}(\alpha, d)p\alpha$ та ${}^3\text{H}(\alpha, d)n\alpha$ реакцій. Першу з наведених реакцій досліджували на циклотроні У-120 з використанням пучка α -частинок та циліндричної газової мішені, наповненої газом ${}^3\text{He}$ (рівень збагачення 98 %) до тиску 200 торр [10, 12]. Енергія пучка в центрі мішені становила 26,3 MeV, втрати 0,9 MeV викликані поглинанням первинної енергії пучка α -частинок 27,2 MeV у вхідному вікні мішені та проходженням відстані 125 мм у газовій мішені.

Реакцію ${}^3\text{H}(\alpha, d)n\alpha$ досліджували шляхом опроміювання титан-третієвої мішені пучком α -частинок з енергією 27,2 MeV [13]. На рис. 1 наведено інклюзивні дейтронні спектри з реакцій ${}^3\text{He}(\alpha, d)p\alpha$ та ${}^3\text{H}(\alpha, d)n\alpha$, отримані для того само-

го кута реєстрації в лабораторній системі координат, та результати апроксимації цих спектрів.

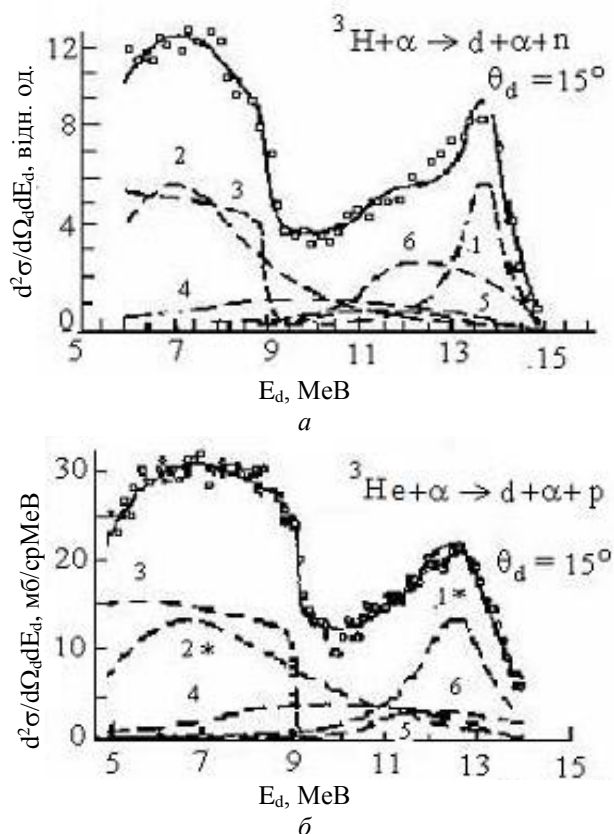
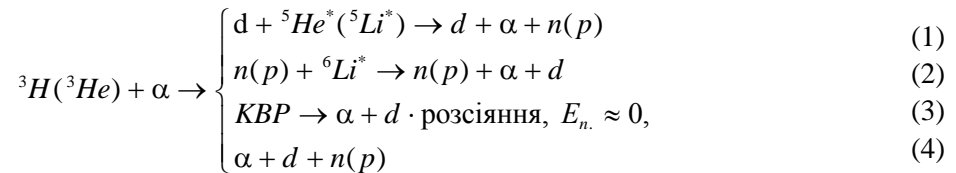


Рис. 1. Результати апроксимації інклюзивних спектрів дейтронів з $\alpha + t$ (а) та $\alpha + \tau$ (б) взаємодії при $E_\alpha = 27,2$ MeV (а) та 26,3 MeV (б) відповідно за формулою (5). Штрихові лінії – оцінки внесків окремих незв'язаних рівнів у спектри дейтронів. Цифрами 1, 2 (а) та 1*, 2* (б) позначено внески дейтронів, викликані заселенням і розпадом основного та першого збудженого рівнів ядер ${}^5\text{He}$ (а) та ${}^5\text{Li}$ (б), а 3, 4, 5, 6 – внески, викликані розпадом незв'язаних 1, 3, 4, 5 збуджених рівнів ядер ${}^6\text{Li}$ з енергією збудження 2,186, 4,32, 5,35 та 5,65 MeV відповідно. Суцільні лінії – їхня сума.

Якщо співставити ці інклюзивні спектри дейтронів, то впадає в око наявність в обох спектрах сходинкоподібної структури при енергії дейтронів близько 9 MeV. Це пояснюється внеском дейтронів в обидва інклюзивні спектри дейтронів (див. рис. 1, а та б, цифра 3), викликаним розпадом на дейтрон та α -частинку в обох реакціях, що досліджувались, вузького першого збудженого стану ядра ${}^6\text{Li}$ (2,16 MeV), заселеного на першому етапі як $\alpha + {}^3\text{H}$, так і $\alpha + {}^3\text{He}$ взаємодій.

Для адекватної апроксимації інклюзивних спектрів дейтронів від заселення незв'язаних станів ядер з $A = 5$ слід враховувати інші джерела утворення дейтронів як у випадку ${}^3\text{H} + \alpha$, так і ${}^3\text{He} + \alpha$ взаємодії. Основними джерелами дейтронів є прості механізми утворення трьох частинок $d + \alpha + p(n)$ у вихідних каналах тричастинкових реакцій:



де (1) – утворення на першому етапі дейтронів та заселення незв'язаних станів ядер з $A = 5 - {}^5\text{He}$ та ${}^5\text{Li}$ з подальшим їхнім розпадом на $\alpha + n(p)$; (2) – утворення на першому етапі нейтронів (протонів) та заселення незв'язаних станів ядра ${}^6\text{Li}$ з подальшим їхнім розпадом на $\alpha + d$; (3) – механізм квазівільного розсіяння (КВР) $\alpha - d$, якому передуює процес віртуального розпаду ядра мішені $t(\tau)$ на $d + n(p)$ і який відбувається при кінематичній вимозі до енергії $n(p)$: $E_{p(n)} \approx 0$; (4) – механізм статистичного розпаду.

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_d dE_d} = \left[\sum_{i=1}^2 C_i \frac{\Gamma_i}{(E_{r_i} - E_{\text{ан}(p)}(E_d))^2 + (\Gamma_i/2)^2} + A \right] \rho(E_d) + \sum_{k=1}^4 B_k G_k(E_d), \quad (5)$$

де C_i – величина внеску, викликаного заселенням одного з двох незв'язаних рівнів (основного та першого збудженого) ядра ${}^5\text{He}({}^5\text{Li})$; E_{r_i} – значення відносної енергії в парі « α -частинка – нейтрон (протон)», яке відповідає утворенню резонансів ${}^5\text{He}({}^5\text{Li})$; Γ_i – ширина резонансів ${}^5\text{He}({}^5\text{Li})$; $E_{\text{ан}(p)}(E_d)$ – розрахунок відносної енергії в парі $\alpha + n(p)$ як функції від енергії дейтронів; ρ – множник фазового простору; стала A визначає внесок статистичного тричастинкового розпаду в переріз.

Останній член у виразі відповідає сумі внесків кожного з чотирьох збуджених незв'язаних станів ядра ${}^6\text{Li}^*$, розрахованих у припущенні, що утворення та розпад кожного з них відбувається ізотропно. Величини енергій збуджень та енергетичні ширини цих збуджених рівнів узяті з компіляційної роботи [6]. Параметр B_k дорівнює усередненому по всіх кутах значенню перерізу збудження k -го стану ядра ${}^6\text{Li}^*$. При апроксимації інклюзивних дейтронних спектрів за формулою (5) і методу найменших квадратів змінними величинами були величини C_i , E_{r_i} , Γ_i та B_k .

У результаті цієї процедури було отримано параметри першого збудженого стану ядра ${}^5\text{He}^*$: $E_r = 2,40 \pm 0,4$, $\Gamma = 2,15 \pm 0,82$ МеВ, а для основного та першого збудженого станів ${}^5\text{Li}$: $E_{\text{аро.с}} = 1,9 \pm 0,2$ МеВ, $\Gamma_{\text{о.с}} = 1,2 \pm 0,2$ МеВ, $E_{\text{ар}} = 3,01 \pm 0,20$ МеВ, $\Gamma = 1,84 \pm 0,23$. Слід зазначити, що в значення параметрів, отриманих за формулою (5), певну похибку вносить спрощене припущен-

Унаслідок невисокого кулонівського бар'єра вихідні квазібінарні канали (2) характеризуються значними перерізами, що підтверджується проведеними в роботі [15] вимірюваннями кутових розподілів ядерних реакцій ${}^3\text{He}(\alpha, p){}^6\text{Li}_{0,1}$.

Для інтерпретації отриманих інклюзивних спектрів було використано метод параметризації [16, 17], що враховує сумарний внесок каналів реакцій (1) та (2) в дейтронні інклюзивні спектри. Використовувався вираз [16, 17]

ня про ізотропний виліт та розпад збуджених ядер ${}^6\text{Li}^*$, що мають відмінні від нуля спіни.

Тричастинкова ${}^2\text{H}(\alpha, p)\alpha$ реакція та дослідження низькоенергетичної частини спектрів збудження ядер ${}^5\text{He}$ та ${}^5\text{Li}$

У кінематично повному експерименті можна виокремити лише один з усіх можливих механізмів реакцій (1 - 4) утворення трьох частинок у вихідному каналі, якщо вибрати експериментальні умови, при яких домінуючим буде утворення та розпад незв'язаних станів ядра ${}^5\text{He}$ і одночасно інші механізми будуть мінімізовані. На циклотроні У-120 в кінематично повному експерименті досліджувалася реакція ${}^2\text{H}(\alpha, p)\alpha$ при енергії α -частинок 27,2 МеВ [18]. Кути детекторів для реєстрації α -частинок (ϑ_α) та протонів (ϑ_p) вибиралися таким чином, щоб виконувались кінематичні умови, при яких внесок від збудження і подальшого розпаду стану $2P_{1/2}$ ядра ${}^5\text{He}$ є максимальним при мінімальному внеску інших можливих механізмів тричастинкової реакції, а саме взаємодії в кінцевому стані n - p пари та збудженні і розпаді станів ${}^5\text{Li}$. Вимірювання були проведені для пар кутів: $\vartheta_\alpha = 21^\circ$, $\vartheta_p = 47^\circ$; $\vartheta_\alpha = 18^\circ$, $\vartheta_p = 57^\circ$; $\vartheta_\alpha = 16^\circ$, $\vartheta_p = 47^\circ$. Обробка експериментальних двовимірних спектрів, отриманих в площині $(E_1 \times E_2)$ енергій частинок, що реєструються, проводилася за методом Монте-Карло [19] з метою врахування реальних розмірів тілесних кутів детекторів та місця локалізації

ядерної реакції з визначенням дійсних енергетичних втрат енергії пучка та утворених у мішені продуктів реакції.

На рис. 2 наведено перерахований в одиночні події двовимірний спектр для пари кутів реєстрації протонів та α -частинок $\vartheta_\alpha = 21^\circ$, $\vartheta_p = 47^\circ$. Сірим кольором позначено події з верхньої гілки збігів, світло-сірим з нижньої, чорне тло – розрахунки кінематично дозволеної області, отримані із застосуванням методу Монте-Карло для реальних експериментальних умов. Критерієм перевірки точності калібровки, виставлення кутів

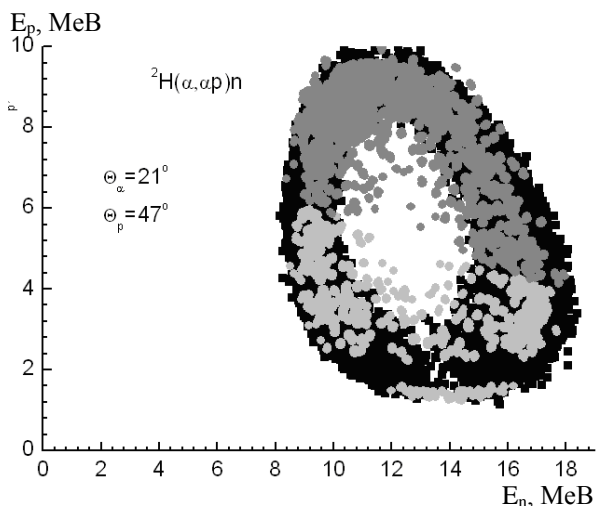


Рис. 2. Двовимірний спектр р- α збігів, перерахований у спектр одиночних подій. Чорне тло – розрахунки кінематичного положення за методом Монте-Карло.

Для пари кутів $\vartheta_\alpha = 21^\circ$, $\vartheta_p = 47^\circ$; $\vartheta_\alpha = 18^\circ$, $\vartheta_p = 57^\circ$ верхня гілка локусу р- α збігів проектувалася на вісь енергії α -частинок (рис. 4), а для кутів $\vartheta_\alpha = 16^\circ$, $\vartheta_p = 47^\circ$ на вісь енергії протонів (рис. 5). У спектрах для пари кутів $\vartheta_\alpha = 21^\circ$, $\vartheta_p = 47^\circ$; $\vartheta_\alpha = 18^\circ$, $\vartheta_p = 57^\circ$ (див. рис. 4) резонансні рівні ядра ^5He (основний і перший збуджений) проявляються двічі, оскільки залежності величин відносної енергії пари вихідних $\alpha + n$ від енергії α -частинок, показані на рисунках штрих-пунктирними лініями, спочатку спадають від 2,7 MeV для кутів реєстрації $\vartheta_\alpha = 21^\circ$, $\vartheta_p = 47^\circ$ ($\vartheta_\alpha = 18^\circ$, $\vartheta_p = 57^\circ$) до мінімальних значень 0,5 MeV (0,3 MeV), а потім знову зростають до 3,2 MeV (3,5 MeV). При цьому різниця між інтенсивністю заселення основного та першого збудженого рівнів ^5He в низькоенергетичних частинах спектра значно вища, ніж при більших значеннях енергії α -частинок, де ці два рівні заселяються майже з однаковою інтенсивністю. У випадку кутів реєстрації $\vartheta_p = 47^\circ$ та $\vartheta_\alpha = 16^\circ$ (див. рис. 5), у проекції верхньої гілки матриці р- α збігів на вісь енергії протонів спостерігається аномально високий внесок, зумовлений першим збудженим станом

реєстрації і визначення енергії взаємодії ϵ величина максимального значення енергетичного балансу $Q_{\text{зекс}}$ (рис. 3), отримана в результаті перерахунку експериментальних двовимірних спектрів збігів із застосуванням законів збереження енергії та імпульсу. Ці величини, отримані в результаті параметризації спектрів гауссіанами, що дорівнюють $-2,191 \pm 0,061$ MeV, близькі до розрахованої за різницею мас величини енергетичного балансу тричастинкової $^2\text{H}(\alpha, p\alpha)n$ реакції – $Q_3 = -2,225$ MeV, що свідчить про коректність експерименту.

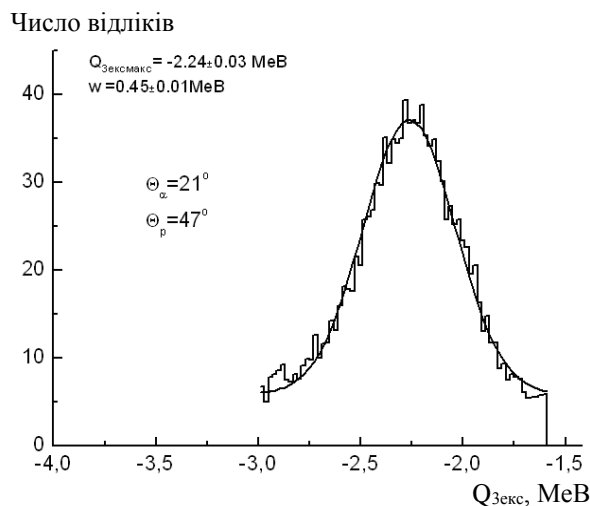


Рис. 3. $Q_{\text{зекс}}$ спектр, отриманий для двовимірного спектра на рис. 2.

$2P_{1/2}$ ядра ^5He , інтенсивність заселення якого значно вища, ніж основного стану $2P_{3/2}$ ядра ^5He . Внески інших простих механізмів тричастинкової $^2\text{H}(\alpha, p\alpha)n$ реакції – взаємодії в кінцевому стані (ВКС) пари $n + p$ (ВКС ($E_{pn} \approx 0$)) та збудження і розпаду станів ^5Li – мінімальні. Це пояснюється тим, що вплив механізму ВКС ($E_{pn} \approx 0$) ($\vartheta_\alpha = 18^\circ$, $\vartheta_p = 57^\circ$, див. рис. 4) проявляється при $E_\alpha > 16$ MeV, а експериментальні умови, що відповідають заселенню основного стану та першого збудженого стану ядра ^5He , виконуються при $E_\alpha < 15$ MeV. Для $\vartheta_p = 47^\circ$ та $\vartheta_\alpha = 16^\circ$ (див. рис. 5) ВКС ($E_{pn} \approx 0$) проявляється при $E_p < 4$ MeV, а експериментальні піки, що відповідають основному стану та першому збудженому стану $2P_{1/2}$ ядра ^5He , лежать при $E_p > 4$ MeV.

Геометричні умови дослідження тричастинкової $^2\text{H}(\alpha, p\alpha)n$ реакції вибрано такими, що значення відносної енергії в парі $p + \alpha$ в області фазового простору, де спостерігаються незв'язані рівні ядра ^5He , далекі від резонансних значень, що відповідають заселенню рівнів ядра ^5Li (див. рис. 5) та їхньому розпаду на пару $p + \alpha$.

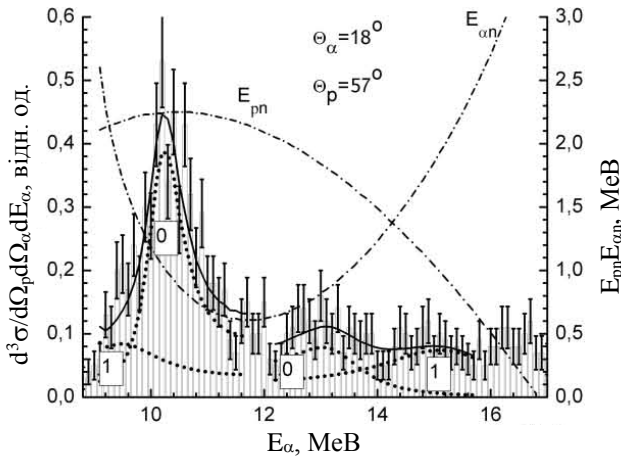


Рис. 4. Проекція верхньої гілки двовимірного спектра р- α збігів на вісь енергії α -частинок. Точкові лінії, позначені цифрами 0 та 1, показують внески основного та першого збудженого рівнів ядра ^5He , отримані в результаті апроксимації спектра в рамках моделі послідовного розпаду, а суцільна лінія відповідає їхній сумі. Штрихпунктирні лінії $E_{\alpha n}$ та E_{pn} – відносні енергії в парах $\alpha + n$ та $p + n$.

Отримані з процедури підгонки резонансні значення відносних енергій у парі $\alpha + n$, що відповідають заселенню незв'язаних основного та першого збудженого станів ^5He , та енергетичні ширини цих станів становлять: $E_r = 0,96 \pm 0,2$ MeV і $\Gamma = 0,7 \pm 0,2$ MeV та $E_r = 2,40 \pm 0,4$ і $\Gamma = 2,15 \pm 0,82$ MeV.

Дослідження тричастинкової $^2\text{H}(\alpha, p\alpha)n$ реакції було продовжено в роботі [20], в якій за допомогою цієї ж реакції ми вивчали іншу п'яти-нуклонну систему – ^5Li , незв'язані основний та збуджений стани якої розпадаються з вильотом протону та α -частинки.

Експеримент виконувався на циклотроні У-120, досліджувалася реакція $^2\text{H}(\alpha, p\alpha)n$ при енергії α -частинок 27,2 MeV з дейтеро-поліетиленовою мішенню [20]. Кути детекторів для реєстрації α -частинок (ϑ_α) та протонів (ϑ_p) вибиралися за результатами ретельних кінематичних розрахунків, щоб внесок від механізму збудження й подальшого розпаду основного та першого збудженого станів ядра ^5Li був максимальним.

Оптимальними виявились кути для реєстрації α -р збігів: $\vartheta_\alpha = 22,25^\circ$, $\vartheta_p = 18,9^\circ$. При цьому слід розглядати для подальшого вивчення лише верхню гілку матриці α -р збігів, оскільки для нижньої гілки можливий прояв механізму n-p взаємодії в кінцевому стані, тому що відносна енергія в n-p парі близька до нуля.

На рис. 6 наведено одновимірний спектр, отриманий у результаті проектування верхньої гілки двовимірного спектра р- α збігів на вісь енергії протонів. Нижня гілка двовимірного спек-

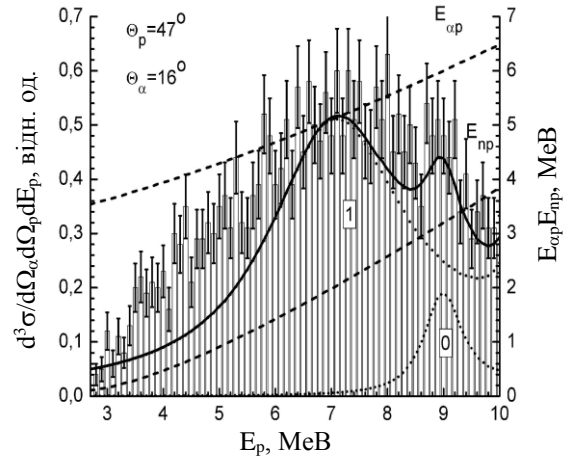


Рис. 5. Проекція верхньої гілки двовимірного спектра р- α збігів на вісь енергії протонів. Точкові лінії, позначені цифрами 0 та 1, представляють внески основного та першого збудженого рівнів ядра ^5He , отримані в результаті апроксимації спектра в рамках моделі послідовного розпаду, а суцільна лінія відповідає їхній сумі. Штрихові лінії $E_{\alpha p}$ та E_{np} – відносні енергії в парах $\alpha + p$ та $n + p$.

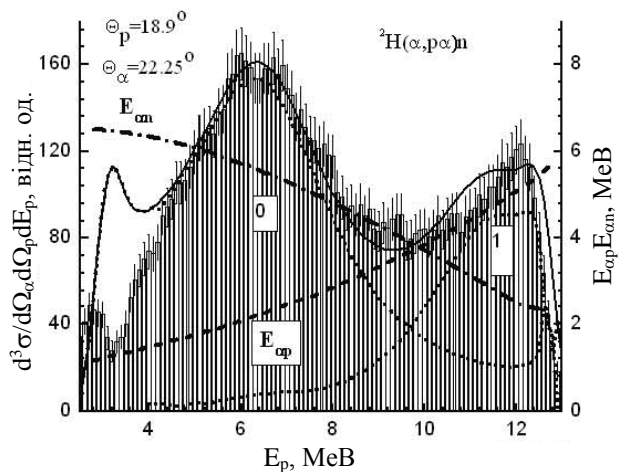


Рис. 6. Проекція верхньої гілки матриці р- α збігів на вісь енергії протонів та результати апроксимації спектра в рамках моделі послідовного розпаду (суцільна та пунктирні лінії позначено цифрами 0 та 1). Штрихова та штрихпунктирна лінії – розрахунки залежностей відносних енергій $E_{\alpha p}$ та $E_{\alpha n}$ в парах $\alpha + p$ та $\alpha + n$.

тра не аналізувалася, оскільки при $E_p = 9,45$ MeV величина відносної енергії для вихідної пари частинок (n та p) близька до нуля ($E_{np} = 5,9 \times 10^{-3}$ MeV), що вказує на прояв механізму ВКС у парі n + p. Експериментальні спектри підганялись за методом найменших квадратів у рамках моделі послідовного розпаду з використанням формули Брейта - Вігнера [14]

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_\alpha dE_\alpha} = \rho \sum_{i=0}^1 \frac{C_i}{(E_{r_i} - E_{n\alpha}(E_\alpha))^2 + (\Gamma_i/2)^2}, \quad (6)$$

де ρ – множник фазового простору; E_{ri} – значення відносної енергії в парі « α -частинка – нейтрон», яке відповідає утворенню резонансів ${}^5\text{He}$; G_i – ширина резонансів ${}^5\text{He}$; $E_{n\alpha}(E_d)$ – розрахунок відносної енергії в парі $\alpha + n$ як функції від енергії дейтронів.

Результати цієї процедури наведено на рис. 6, де внески окремих незв'язаних рівнів ядра ${}^5\text{Li}$ (основного та першого збудженого) показано пунктирними лініями з цифрами 0 та 1 відповідно, а суцільною лінією – їхню суму.

У результаті підгонки було отримано значення відносних енергій у парі та ширин для основного $E_{\alpha p.o.c} = 2,14 \pm 0,5$ MeB, $\Gamma_{o.c} = 1,30 \pm 0,5$ MeB та першого збудженого $E_{\alpha p} = 4,8 \pm 0,5$ MeB, $\Gamma = 2,0 \pm 0,5$ MeB станів ядра ${}^5\text{Li}$.

Треба зазначити, що енергія налітаючих α -частинок в нашому експерименті в даних кінематичних умовах недостатня для реалізації всього можливого діапазону відносних енергій у парі «протон – α -частинка» ($E_{p\alpha}$), які відповідають утворенню збудженого стану ядра ${}^5\text{Li}$, що може бути причиною неузгодження. Крім того, є конкуренція з вірогідним внеском у спектр, що викликаний заселенням першого збудженого рівня ядра ${}^5\text{He}$, оскільки відносна енергія в парі $n + \alpha$ на краю проекції верхньої гілки двовимірного спектра при $E_p = 12,75$ MeB дорівнює 2 MeB.

Дослідження низькоенергетичної частини спектра збудження ядра ${}^5\text{He}$ за допомогою тричастинкової ${}^3\text{H}(\alpha, d\alpha)n$ реакції при $E_\alpha = 27,2$ та $67,2$ MeB

Для уточнення низькоенергетичної частини спектра збудження ядра ${}^5\text{He}$ було проведено аналіз двовимірних спектрів d - α збігів, отриманих із дослідження тричастинкової ${}^3\text{H}(\alpha, d\alpha)n$ реакції в кінематично повному експерименті при енергії $E_\alpha = 27,2$ MeB [21, 22].

В експерименті, що виконувався на циклотроні У-120, колімований пучок прискорених α -частинок опромінював тритій-титанову мішень. Вимірювання було проведено для пар кутів: $\theta_d = 36^\circ, \theta_\alpha = 19,5^\circ$; $\theta_d = 36^\circ, \theta_\alpha = 16,5^\circ$; $\theta_d = 36^\circ, \theta_\alpha = 10^\circ$; $\theta_d = 28,5^\circ, \theta_\alpha = 19,5^\circ$; $\theta_d = 28,5^\circ, \theta_\alpha = 16,5^\circ$; $\theta_d = 28,5^\circ, \theta_\alpha = 10^\circ$.

У результаті обробки накопиченої ‘on-line’ інформації отримали прокалібровані матриці d - α збігів. Верхня та нижня гілки двовимірних спектрів збігів проектувалися на вісь енергії дейтронів.

Характерним у всіх проекціях є інтенсивний пік у високоенергетичній частині спектрів, що свідчить про утворення незв'язаного основного стану ядра ${}^5\text{He}$ з подальшим його розпадом на

α -частинку і нейтрон, а перший збуджений стан ядра ${}^5\text{He}$ проявляється з незначною інтенсивністю. Шляхом вибору відповідної геометрії кореляційного експерименту підбиралися кінематичні умови, при яких відбувається інтенсивне заселення першого збудженого стану ядер ${}^5\text{He}$ при мінімальному внеску від інших механізмів. З усіх виміряних експериментальних даних для шести пар кутів таким умовам відповідає пара кутів – $\theta_d = 36^\circ, \theta_\alpha = 19,5^\circ$. Проекції верхньої та нижньої гілок двовимірного спектра α - d збігів на вісь енергії дейтронів та результати апроксимації в рамках моделі послідовного розпаду для кутів $\theta_d = 36^\circ, \theta_\alpha = 19,5^\circ$ на вісь енергії дейтронів для цих кутів та її апроксимацію в рамках моделі послідовного розпаду за формулою Брейта - Вігнера (6) показано на рис. 7. Штрихові лінії, позначені цифрами 0 та 1, відображають отримані з процедури підгонки внески основного та першого збудженого рівнів ядра ${}^5\text{He}$ відповідно, а суцільна лінія представляє сумарний внесок цих незв'язаних рівнів. Значення відносної енергії в парі $n + \alpha$, яке відповідає заселенню основного стану ядра, $E_{n\alpha o.c} = 0,78 \pm 0,10$ MeB, енергетична ширина $\Gamma_{o.c} = 0,61 \pm 0,12$ MeB, а для першого збудженого рівня $E_{n\alpha 1z6} = 1,93 \pm 0,35$ MeB та $\Gamma_{1z6} = 1,95 \pm 0,24$ MeB.

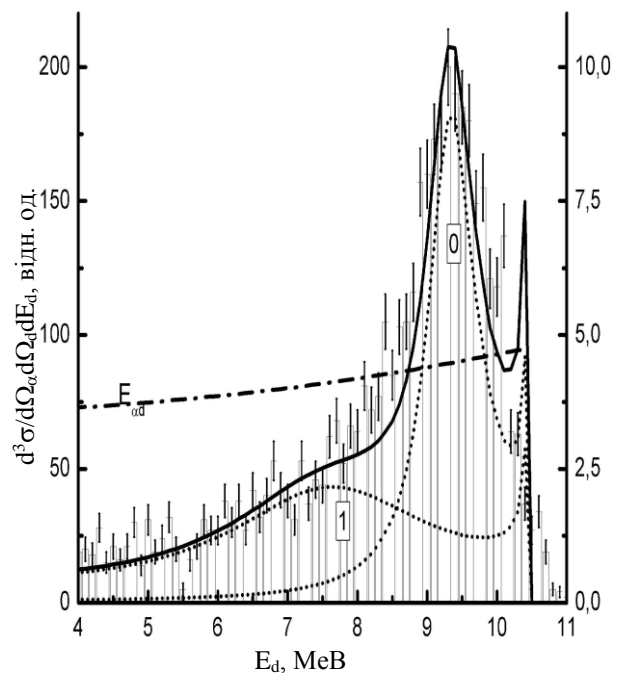


Рис. 7. Проекція верхньої гілки двовимірного спектра α - d збігів на вісь енергії α -частинок та результати апроксимації в рамках моделі послідовного розпаду для кутів $\theta_d = 36^\circ, \theta_\alpha = 19,5^\circ$.

Також у кінематично повному експерименті досліджувалися численні тричастинкові канали реакцій, викликані взаємодією пучка α -частинок з

енергією 67,2 МеВ з ядрами тритію на ізохронному циклотроні У-240 [23]. З кінематичного аналізу тричастинкової ${}^3\text{H}(\alpha, d\alpha)n$ реакції були вибрані ті пари кутів детектування α -частинок і дейтронів, при яких значення відносної енергії в парі « α -частинка – нейтрон» лежать у діапазоні, що перекриває величини, досягнуті в інших роботах [2, 3], і одночасно кінематично неможливі значення відносної енергії α -d, при яких збуджуються відомі резонансні рівні ядра ${}^6\text{Li}$, а також не виявляється α -d квазівільне розсіяння. У результаті обробки накопиченої ‘on line’ інформації було одержано двовимірні спектри d- α збігів для вибраних пар кутів реєстрації α -частинок і дейтронів: $\theta_d = 27,5^\circ$, $\theta_\alpha = 27,5^\circ$; $\theta_\alpha = 15^\circ$, $\theta_d = 21^\circ$; $\theta_\alpha = 15^\circ$, $\theta_d = 27,5^\circ$; $\theta_\alpha = 20^\circ$, $\theta_d = 21^\circ$; $\theta_\alpha = 27,5^\circ$, $\theta_d = 21^\circ$.

В усіх вибраних для подальшого аналізу двовимірних спектрах d- α збігів діапазон значень відносної енергії в парі « α -частинка – нейтрон», що відповідає можливому заселенню першого збудженого рівня ядра ${}^5\text{He}$, проявляється двічі (як і у випадку ${}^2\text{H}(\alpha, \alpha d)n$). На рис. 8 показано проєк-

цію верхньої гілки матриці α -d збігів на вісь енергії α -частинок для симетричних кутів реєстрації α -частинок і дейтронів $27,5^\circ$. У цьому спектрі у двох енергетичних діапазонах енергії α -частинок ($6 < E_\alpha < 12$) МеВ і ($12 < E_\alpha < 25$) МеВ спостерігаються піки, відповідні основному і першому збудженому незв'язаним рівням ядра ${}^5\text{He}$. На рисунку суцільною лінією нанесено величини відносної енергії в парі $\alpha + n$, які для цих ділянок спектра приймають значення приблизно від нуля до 8-9 МеВ. Ділянки спектра, відповідні кожному енергетичному діапазону, апроксимували окремо. Спочатку для низькоенергетичної ділянки за допомогою методу найменших квадратів із використанням членів формули Брейта - Вігнера (6), які не інтерферують, у результаті підгонки отримали значення відносних енергій у парі $\alpha + n$, що відповідають першому збудженому і основному рівням ядра ${}^5\text{He}$, та їхні енергетичні ширини. На рисунку показано штриховою та пунктирною лініями отримані в результаті апроксимації спектра внески основного та першого збудженого незв'язаних рівнів, позначених відповідно цифрами 1 та 2, а суцільна лінія представляє їхню суму.

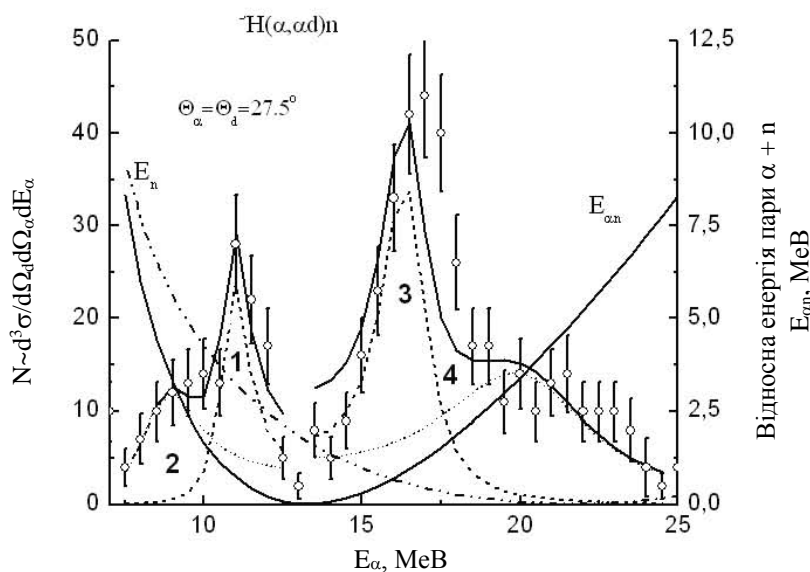


Рис. 8. Проєкція верхньої гілки двовимірного спектра α -d збігів на вісь енергії α -частинок та результати апроксимації в рамках моделі послідовного розпаду.

Отримані резонансні значення відносних енергій та відповідні енергетичні ширини використовувалися для інтерпретації спектра в наступному енергетичному діапазоні, при цьому варіювалися тільки ймовірності заселення. У результаті інтерпретації було оцінено внесок кожного з незв'язаних першого збудженого та основного станів ядра ${}^5\text{He}$ в тій частині спектра, де $12 \text{ MeV} < E_\alpha < 25 \text{ MeV}$. На рис. 8 цифрами 3 і 4 позначено нанесені пунктирною та штриховою лініями внески кожного з рівнів, а суцільною

лінією – їхню суму. Як видно з рисунка, якість підгонки спектра в області великих значень енергії α -частинок значно гірша, ніж у низькоенергетичній області. Це пояснюється тим, що при $E_\alpha = 21,6 \text{ MeV}$ значення енергії третьої незареєстрованої частинки – нейтрона – приймає величину, близьку до нуля ($E_n \sim 50 \text{ keV}$), і, окрім механізму послідовного розпаду, у цій області фазового простору може мати місце істотний внесок квазівільного d- α розсіяння. За допомогою описаної методики було проаналізовано всі обрані двови-

мірні спектри α -d збігів. У результаті апроксимації спектрів проєкцій у рамках моделі послідовного розпаду отримано резонансні значення відносних енергій у парі $\alpha + n$, що відповідають першому збудженому і основному рівням ядра ${}^5\text{He}$, їхні енергетичні ширини та похибки становлять: $E_{\text{п.о.с}} = 1,1(0,4)$ MeV, енергетична ширина $\Gamma_{\text{о.с.}} = 0,6(0,2)$ MeV; для першого збудженого рівня $E_{\text{п.}\alpha_{136}} = 2,4(0,3)$ MeV та $\Gamma_{136} = 1,96(1,0)$ MeV відповідно.

Висновки

У верхній частині таблиці наведено результати виконаного нами циклу експериментальних робіт із дослідження першого збудженого ядра ${}^5\text{He}$, отриманого внаслідок взаємодії α -частинок з ізотопами водню та гелію, результати базових експериментів інших дослідників, теоретичні розрахунки за різними моделями, а також узагальнені результати, представлені в компіляційних публікаціях.

Результати експериментальних досліджень відрізняються, на нашу думку, в основному за рахунок модельно залежних способів опрацювання експериментальних даних. Результати роз-

рахунків, проведених останнім часом у рамках сучасних теоретичних підходів, практично збігаються (див таблицю).

Отримані значення енергій збудження першого збудженого рівня ${}^5\text{He}$ у випадку використання кінематично повного дослідження тричастинкових реакцій змінюється від 1,1 до 1,8 MeV, що збігається в межах експериментальних похибок з даними, наведеними в останній компіляційній роботі [3]. На нашу думку, є дві причини відмінностей між результатами робіт [27] і [18] по визначенню енергетичних параметрів першого збудженого незв'язаного рівня ядра ${}^5\text{He}$, в яких предметом досліджень є та сама тричастинкова реакція $\alpha + {}^2\text{H} \rightarrow n + p + \alpha$. Перша причина – різні цілі експериментів, друга – різні експериментальні підходи. Робота [27] була присвячена дослідженню всіх можливих механізмів проходження тричастинкової реакції (КВР, ВКС) і тому не було вибрано оптимальних експериментальних умов для дослідження незв'язаних рівнів ядра ${}^5\text{He}$.

Експериментальним дослідженням [18] передували пошуки кінематичних умов експерименту, при яких прояв двоступеневого процесу утворення та розпаду незв'язаного першого

Спектроскопічні параметри перших збуджених станів ${}^5\text{He}$ та ${}^5\text{Li}$

Експериментальні дані				Теоретичні розрахунки			
Реакція	${}^5\text{He}^* 1/2^-$		Посилання	Метод	${}^5\text{He}^* 1/2^-$		Посилання
	$E_{\text{ан}}, \text{MeV}$	Γ, MeV			$E_{\text{ан}}, \text{MeV}$	E_r, MeV	
${}^3\text{H}(\alpha, d)\alpha n$ 27,2 MeV	3,4(0,23)	1,18(0,44)	[16]	НГР (CLD)	2,01	5,42	[36]
${}^3\text{H}(\alpha, d\alpha)n$ 27,2 MeV	1,93(0,35)	1,94 ± 0,24	[22]	МКМ (CSM)	2,14	5,83	[37]
${}^2\text{H}(\alpha, p\alpha)n$ 27,2 MeV	2,27(0,27)	2,07 ± 0,44	[18]	МАПЗК (ACCC)	1,98	5,4	[38]
${}^3\text{H}(\alpha, d\alpha)n$ 67,2 MeV	2,53(0,45)	2,41 ± 1,18	[23]	S-матричний підхід	1,89	5,2	[35]
$\alpha + n$ пружне розсіяння	2,13	7,26	[4]	R-матричний підхід	2,07	5,57	[35]
${}^7\text{Li}(d, \alpha\alpha)n$	5,2 ± 0,2	5,6 ± 0,3	[7]	Розширений R-матричний підхід	1,999	4,536	[34]
${}^3\text{H}(t, n){}^5\text{He}$	~ 2	~ 2,4	[25]				
${}^6\text{Li}(p, 2p){}^5\text{He}$	2,6	4	[26]				
${}^2\text{H}(\alpha, \alpha n)p$	3,5	-	[27]				
${}^6\text{Li}(\gamma, p){}^5\text{He}$	4,89	-	[28]	Рік видання	Компіляційні дані		
${}^7\text{Li}(d, \alpha\alpha)n$	4,99 ± 0,2	4,4 ± 0,2	[29]	1952	$E_{36} = 2 - 4$	4(2)	[32]
${}^7\text{Li}(d, \alpha\alpha)n$	2,6 ± 0,3	3,5 ± 1,3	[24]	1988	$E_{36} = 4(1)$	4(1)	[2]
${}^7\text{Li}(\gamma, d){}^5\text{He}$	4,89	-	[30]	2002	2,07 ($E_{36} = 1,27$)	5,57	[3]
${}^7\text{Li}(\pi^+, 2p){}^5\text{He}$	4	-	[31]				

Експериментальні дані				Теоретичні розрахунки			
Реакція	$^5\text{Li}^* 1/2^-$		Посилання	Метод	$^5\text{Li}^* 1/2^-$		Посилання
	$E_{\alpha n}$, MeB	Γ , MeB			$E_{\alpha n}$, MeB	E_r , MeB	
$^3\text{He}(\alpha, d) \alpha p$ 27,2 MeB	$4,74 \pm 0,22$	$1,64 \pm 0,25$	[12]	НГР (CLD)	2,83	6,30	[36]
$^3\text{He}(\alpha, d) \alpha p$ 27,2 MeB	$3,01(0,20)$	$1,84(0,23)$	[16]	Розширений R-матричний підхід	3,18	6,67	[35]
$^2\text{H}(\alpha, p) n$ 27,2 MeB	$4,8(0,5)$	$2,0 \pm 0,5$	[20]	S-матричний підхід для МРГ	2,70	6,25	[42]
$^4\text{He}(p, p) ^4\text{He}$	5 - 10	5 ± 2	[4]	Рік видання	Компіляційні дані		
$^6\text{Li}(^3\text{He}, \alpha p) \alpha$	$5,0 \pm 0,7$	$5,7 \pm 0,7$	[39]	1952	$E_{\alpha 6} = 2,5$	4 (2)	[32]
$\alpha(^7\text{Li}, ^6\text{He}) ^5\text{Li}$	$3,84 \pm 0,56$	$4,1 \pm 2,5$	[40]	1988	$E_{\alpha 6} = 5 - 10$	5 (2)	[2]
$^6\text{Li}(^3\text{He}, \alpha) ^5\text{Li}$	$5,8 \pm 0,5$	$5,2 \pm 0,5$	[41]	2002	3,18	6,60	[3]

Примітка.

Курсивом позначено дані, отримані авторами.

$^5\text{He} - E_{\alpha n} = E_{\alpha 6} - E_{\text{пор}}; E_{\text{пор. } ^5\text{He} \rightarrow \alpha + n} = -0,80 \text{ MeB.}$

$^5\text{Li} - E_{pn} = E_{\alpha 6} - E_{\text{пор}}; E_{\text{пор. } ^5\text{Li} \rightarrow \alpha + p} = -1,69 \text{ MeB.}$

НГР – метод неперервної густини рівнів (CLD – Constant Level Density Method).

МКМ – метод комплексного масштабування (CSM – Complex Scaling Method).

МАПЗК – метод аналітичного продовження константи зв'язку (ACCC - Analytical Continuation Of Coupling Constant Method).

збудженого рівня ядра ^5He через випромінювання пари частинок $n + \alpha$ у спектрах α -збігів були відсутні події, викликані іншими механізмами тричастинкової реакції. Завдяки цьому нам вдалося в деяких спектрах (див. рис. 5) спостерігати інтенсивний прояв двоступеневого процесу утворення та розпаду незв'язаного першого збудженого рівня ядра ^5He за відсутності проявів інших механізмів.

Крім того, є певні методичні переваги роботи [18] при використанні $^2\text{H}(\alpha, \alpha p)n$ реакції над використаною в експерименті [27] $^2\text{H}(\alpha, \alpha n)p$ реакцією, оскільки досягти паритетної енергетичної роздільної здатності в експерименті з реєстрацією нейтронів у порівнянні з детектуванням заряджених частинок неможливо.

У нижній частині таблиці наведено наші результати для першого збудженого ядра ^5Li з кінематично повного дослідження тричастинкової $^2\text{H}(\alpha, \alpha p)n$ реакції [20] та дві спроби аналізу [12, 16] інклюзивного дейтронного спектра квазібінарної $^3\text{H}(\alpha, d)\alpha p$ реакції. Також представлено результати експериментів, отриманих як у кінематично повних, так і кінематично неповних дослідженнях інших авторів, та розрахунки, виконані в рамках різних теоретичних підходів, а також узагальнено результати, представлені в компіляційних публікаціях. Наведені значення енергетичних параметрів першого збудженого рівня ядра ^5Li , як у випадку ядра ^5He , демонструють ту ж контраверсійність експериментальних досліджень на противагу останнім теоретичним розрахункам.

Очевидно, чим повніше і точніше будуть ураховані інші механізми реакцій, відмінні від того, що є предметом дослідження, тим коректнішим буде кінцевий результат. Тобто у випадку кінематично неповного експерименту необхідно якомога точніше оцінювати внески неосновних джерел частинок, що формують інклюзивний вимірний спектр, а у випадку кінематично повного експерименту вибирати такі умови, щоб утворення та розпад незв'язаного збудженого стану, що є предметом дослідження, проявлявся при мінімальних проявах інших механізмів реакцій.

Очевидно, чим повніше і точніше будуть ураховані інші механізми реакцій, відмінні від того, що є предметом дослідження, тим коректнішим буде кінцевий результат. Тобто у випадку кінематично неповного експерименту необхідно якомога точніше оцінювати внески неосновних джерел частинок, що формують інклюзивний вимірний спектр, а у випадку кінематично повного експерименту вибирати такі умови, щоб утворення та розпад незв'язаного збудженого стану, що є предметом дослідження, проявлявся при мінімальних проявах інших механізмів реакцій.

СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1. N. Arena et al. On the broad first excited ^5He state. *J. Phys. Soc. Jpn.* 60 (1991) 100.
2. F. Ajzenberg-Selove. Energy levels of light nuclei $A = 5 - 10$. *Nucl. Phys. A* 490 (1988) 1.
3. D.R. Tilley et al. Energy Levels of Light Nuclei $A = 5, 6, 7$. *Nucl. Phys. A* 708 (2002) 3.
4. F. Ajzenberg-Selove, T. Lauritsen. Energy levels of light nuclei $A = 5 - 10$. *Nucl. Phys. A* 227 (1974) 1.

5. D.C. Dodder et al. Elastic scattering of protons by helium 4: New experiments and analysis. *Phys. Rev. C* **15** (1976) 518.
6. F. Ajzenberg-Selove. Energy levels of light nuclei $A = 5 - 10$. *Nucl. Phys. A* **413** (1984) 1.
7. P.A. Assimakopoulos et al. The first excited state of ^5He . *Phys. Lett.* **19**(4) (1965) 316.
8. О.К. Горпинич, О.М. Поворозник, В.Г. Струшко. Complex research of binary and few particles reactions by $\alpha + t$ interaction. In: *New Trends in Nuclear Physics. Proc. of the third Kiev's Intern. School on Nuclear Physics (June 22 - July 1, 1992)* (Kiev, 1993) 365.
9. О.К. Горпинич и др. Угловое распределение дейтронов из реакции $^3\text{H}(\alpha, d)^5\text{He}_{\text{о.с.}}$. В кн.: Тез. докл. Междунар. сов. по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра (Ленинград: Наука, 1993) 261.
10. В.С. Белявенко и др. Реакции в системе $^3\text{He} + ^4\text{He}$. Препринт КИЯИ-79-16 (Киев, 1979) 12 с.
11. M. McGrath, J. Cerny. Search for $T = 3/2$ states in ^5Li , ^5He , and ^5H . *Phys. Rev.* **165** (1968) 1126.
12. О.Ф. Немец и др. Спектр дейтронов из реакции расщепления ядер ^3He пучком альфа-частиц. *Письма в ЖЭТФ* **35** (1982) 537.
13. О.К. Горпинич и др. Исследования резонансов ^5He и распада состояния 1,8 МэВ в системе $\alpha + t$. Изв. АН СССР. Сер. физ. **55**(11) (1991) 2253.
14. Ch.J. Joachain. *Quantum Collision Theory* (North-Holland, Amsterdam, 1975).
15. О.Ф. Немец, А.М. Ясногородский, В.В. Осташко. Исследование области возбуждения 11 - 13 МэВ ядра ^7Be в реакциях $^3\text{He}(\alpha, p_{0,1})^6\text{Li}$. *Письма в ЖЭТФ* **32** (1982) 451.
16. О.К. Горпинич и др. О вкладе несвязанных состояний ядра ^6Li в инклюзивные спектры дейтронов (α, d) реакции на ядрах ^3H , ^3He . Изв. РАН. Сер. физ. **57** (1993) 121.
17. О.Ф. Немец, Ю.Н. Павленко, В.М. Пугач. Структура инклюзивных спектров ядерных реакций. Изв. АН СССР. Сер. физ. **53** (1989) 2183.
18. О.К. Горпинич та ін. Дослідження в кінематично повному експерименті системи $d + \alpha$ при енергії α -частинок 27,2 МеВ. *УФЖ* **45**(3) (2000) 270.
19. О.М. Поворозник. Розрахунок кінематичних співвідношень тричастинкових реакцій та обробка даних з використанням методу Монте-Карло. *Ядерна фізика та енергетика* **2**(20) (2007) 131.
20. О.К. Горпинич и др. Исследование основного и возбужденного уровней ядра ^5Li в $d + \alpha$ системе. Изв. АН. Сер. физ. **65**(5) (2001) 698.
21. О.К. Горпинич та ін. Дослідження в кінематично повному експерименті системи $t + \alpha$ при енергії α -частинок 27,2 МеВ. *Зб. наук. праць Ін-ту ядерних дослідж.* **1** (2000) 59.
22. О.К. Горпинич та ін. Дослідження незв'язаних станів ядра ^5He із взаємодії альфа-частинок з тритієм при енергії α -частинок 27,2 МеВ. *Наук. вісник Ужгород. ун-ту. Сер. Фізика* **10** (2001) 122.
23. О.К. Горпинич и др. О первом возбужденном состоянии ядра ^5He . Изв. РАН. Сер. физ. **69**(5) (2005) 742.
24. Ю.М. Павленко та ін. Збудження і розпад резонансів ^5He і ^8Be в реакції $^7\text{Li}(d, \alpha\alpha)n$ при енергіях дейтронів 1,91 - 6,82 МеВ. У кн.: *Тези доповідей XX щоріч. наук. конф. Ін-ту ядерних дослідж. (28 січня - 01 лютого 2013 р.)* (Київ, 2013) 53.
25. F. Ajzenberg-Selove. Energy levels of light nuclei $A = 5 - 10$. *Nucl. Phys. A* **320** (1979) 1.
26. I.A. Mackenzie, S.K. Mark, Y. Li Tseh. The $^6\text{Li}(p, 2p)^5\text{He}$ Reaction at 100 MeV. *Nucl. Phys. A* **195** (1972) 609.
27. В.И. Гранцев и др. Развал дейтрона α -частицей с энергией 27,2 МэВ. Изв. АН СССР. Сер. физ. **38** (1974) 2148.
28. J.L. Matthews et al. High energy photoprotons from light nuclei. *Nucl. Phys. A* **267** (1976) 51.
29. C.-M. Fou et al. Characteristics of the first excited state of ^5He from the $^7\text{Li}(d, \alpha\alpha)n$ Reaction. *J. Phys. G* **2** (1976) 847.
30. E.R. Kinney et al. Differential cross sections for the $^6,7\text{Li}(\gamma, d)^{4,5}\text{He}$ reactions at $E_\gamma = 100$ and 150 MeV. *Bull. Am. Phys. Soc.* **27**(7) (1982) 708.
31. R. Rieder et al. Triple-differential cross sections of the (π^+, pp) reaction on lithium isotopes. *Phys. Rev. C* **33** (1986) 614.
32. F. Ajzenberg-Selove. Energy levels of light nuclei $A = 5 - 10$. *Nucl. Phys. A* **78** (1966) 1.
33. M.U. Ahmed, P.E. Shanley. Extraction of resonance parameters from nuclear scattering data. *Phys. Rev. Lett.* **36** (1976) 25.
34. J.E. Bond, F.W.K. Firk. Determination of R-function and physical-state parameters for n - ^4He elastic scattering below 21 MeV. *Nucl. Phys. A* **287** (1977) 317.
35. A. Csoto, G.M. Hale. S-matrix and R-matrix determination of the low-energy ^5He and ^5Li resonance parameters. *Phys. Rev. C* **55** (1997) 536.
36. K. Arai, A.T. Kruppa. Continuum level density in a microscopic cluster model: Parameters of resonances. *Phys. Rev. C* **60** (1999) 064315.
37. S. Aoyama. Spin-orbit splitting of the resonant states in the $^4\text{He} + n$ system. *Phys. Rev. C* **59** (1999) 531.
38. N. Tanaka et al. Unbound states by analytic continuation in the coupling constant. *Phys. Rev. C* **59** (1999) 1391.
39. N. Arena et al. Excitation energy and width of the first excited state in ^5Li from the $^6\text{Li}(^3\text{He}, \alpha p)\alpha$ reaction. *Lett. Nuovo Cim.* **41** (1984) 59.
40. C.L. Woods et al. Experimental investigation and R-matrix analysis of low-lying levels in ^5He and ^5Li . *Aust. J. Phys.* **41** (1988) 525.
41. N. Arena et al. The $J^\pi = (3/2)^+$, $T = (1/2)$ ^5Li level by the $^6\text{Li}(^3\text{He}, \alpha)^5\text{Li}$ reaction. *J. Phys. G* **16** (1990) 1511.
42. F.C. Barker, C.L. Woods. States of ^5He and ^5Li . *Aust. J. Phys.* **38** (1985) 563.

О. М. Поворожник*, О. К. Горпинич

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев, Украина

*Ответственный автор: orestpov@kinr.kiev.ua

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ $\alpha + (^2\text{H}, ^3\text{H}, ^3\text{He})$ И НЕСВЯЗАННЫЕ СОСТОЯНИЯ ЯДЕР С $A = 5$

Приведены результаты экспериментального изучения низкоэнергетических несвязанных первого возбужденного и основного уровней ядер ^5He и ^5Li , основанные на анализе инклюзивных и двумерных спектров совпадений, полученных в результате $\alpha + (^2\text{H}, ^3\text{H}, ^3\text{He})$ взаимодействия.

Ключевые слова: несвязанное состояние, ^5He , ^5Li , инклюзивный спектр, кинематически полный корреляционный эксперимент, спектр совпадений.

О. М. Povoroznyk*, О. К. Gorpynych

Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv, Ukraine

*Corresponding author: orestpov@kinr.kiev.ua

$\alpha + (^2\text{H}, ^3\text{H}, ^3\text{He})$ INTERACTION AND UNBOUND STATES OF NUCLEI WITH $A = 5$

Results of the experimental study of low-energy unbound first excited and ground states of ^5He and ^5Li nuclei, based on the analysis of inclusive and two dimensional coincidences spectra obtained as a result of the interaction of $\alpha + (^2\text{H}, ^3\text{H}, ^3\text{He})$, are presented.

Keywords: unbound state, ^5He , ^5Li , inclusive spectrum, kinematically complete correlation experiment, spectrum of coincidences.

REFERENCES

1. N. Arena et al. On the broad first excited ^5He state. *J. Phys. Soc. Jpn.* **60** (1991) 100.
2. F. Ajzenberg-Selove. Energy levels of light nuclei $A = 5 - 10$. *Nucl. Phys. A* **490** (1988) 1.
3. D.R. Tilley et al. Energy Levels of Light Nuclei $A = 5, 6, 7$. *Nucl. Phys. A* **708** (2002) 3.
4. F. Ajzenberg-Selove, T. Lauritsen. Energy levels of light nuclei $A = 5 - 10$. *Nucl. Phys. A* **227** (1974) 1.
5. D.C. Dodder et al. Elastic scattering of protons by helium 4: New experiments and analysis. *Phys. Rev. C* **15** (1976) 518.
6. F. Ajzenberg-Selove. Energy levels of light nuclei $A = 5 - 10$. *Nucl. Phys. A* **413** (1984) 1.
7. P.A. Assimakopoulos et al. The first excited state of ^5He . *Phys. Lett.* **19**(4) (1965) 316.
8. O.K. Gorpynich, O.M. Povoroznyk, B.G. Struzhko. Complex research of binary and few particles reactions by $\alpha + t$ interaction. In: *New Trends in Nuclear Physics. Proc. of the third Kiev's Intern. School on Nuclear Physics (June 22 - July 1, 1992) (Kiev, 1993)* 365.
9. O.K. Gorpynich et al. Angular distribution of deuterons from the $^3\text{H}(\alpha, d)^5\text{He}_{o.c.}$ reaction. In: *Abstracts of the Intern. Meeting on Nuclear Spectroscopy and the Structure of the Atomic Nucleus (Leningrad: Nauka, 1993)* 261. (Rus)
10. V.S. Belyavenko et al. Reactions in the $^3\text{He} + ^4\text{He}$ system. Preprint KIYaI-79-16 (Kyiv, 1979) 12 p. (Rus)
11. M. McGrath, J. Cerny. Search for $T = 3/2$ states in ^5Li , ^5He , and ^5H . *Phys. Rev.* **165** (1968) 1126.
12. O.F. Nemets et al. The deuteron spectrum from the splitting reaction of ^3He nuclei by the alpha particles beam. *Pis'ma v ZhETF* **35** (1982) 537. (Rus)
13. O.K. Gorpynich et al. Investigations of the resonances of ^5He and the decay of the 1.8-MeV state in the $\alpha + t$ system. *Izvestiya AN SSSR. Seriya fizicheskaya* **55**(11) (1991) 2253. (Rus)
14. Ch.J. Joachain. *Quantum Collision Theory (North-Holland, Amsterdam, 1975)*.
15. O.F. Nemets, A.M. Yasnogorodskij, V.V. Ostashko. Investigation of the 11-13 MeV excitation region of the ^7Be nucleus in $^3\text{He}(\alpha, p_{0,1})^6\text{Li}$ reactions. *Pis'ma v ZhETF* **32** (1982) 451. (Rus)
16. O.K. Gorpynich et al. On the contribution of unbound states of the ^6Li nucleus to the inclusive spectra of deuterons (α, d) reactions on ^3H , ^3He nuclei. *Izvestiya RAN. Seriya fizicheskaya* **57** (1993) 121. (Rus)
17. O.F. Nemets, Yu.N. Pavlenko, V.M. Pugach. Structure of inclusive spectra of nuclear reactions. *Izvestiya AN SSSR. Seriya fizicheskaya* **53** (1989) 2183. (Rus)
18. O.K. Gorpynych et al. Investigations in the kinematically complete experiment of the $d + \alpha$ system at particle energy 27.2 MeV. *UFZh* **45**(3) (2000) 270. (Ukr)
19. O.M. Povoroznyk. Calculation of three-body reaction kinematic and data processing by using Monte-Carlo method. *Yaderna Fizyka ta Energetyka (Nucl. Phys. At. Energy)* **2**(20) (2007) 131. (Ukr)
20. O.K. Gorpynich et al. Investigation of the ground and excited nuclear levels of the ^5Li nucleus in the $d + \alpha$

- system. *Izvestiya AN. Seriya fizicheskaya* 65(5) (2001) 698. (Rus)
21. O.K. Gorpynych et al. Investigations in the kinematically complete experiment of the $t + \alpha$ system at α -particle energy 27.2 MeV. *Zbirnyk naukovykh prats' Instytutu yadernykh doslidzhen' 1* (2000) 59. (Ukr)
 22. O.K. Gorpynych et al. Investigation of unbound states of the ^5He nucleus from the interaction of α -particles with tritium at energy 27.2 MeV of α -particles. *Naukovyi visnyk Uzhgorodskogo universytetu. Seriya Fizyka* 10 (2001) 122. (Ukr)
 23. O.K. Gorpinich et al. On the first excited state of the ^5He nucleus. *Izvestiya RAN. Seriya fizicheskaya* 69(5) (2005) 742. (Rus)
 24. Yu.M. Pavlenko et al. Excitation and decay of the resonances of ^5He and ^8Be in the $^7\text{Li}(d, \alpha\alpha)n$ reaction at deuteron energies of 1.91 - 6.82 MeV. In: *Abstracts of the XX Annual Scientific Conference of the Institute for Nuclear Research (28 Jan. - 01 Feb. 2013) (Kyiv, 2013)* 53. (Ukr)
 25. F. Ajzenberg-Selove. Energy levels of light nuclei $A = 5 - 10$. *Nucl. Phys. A* 320 (1979) 1.
 26. I.A. Mackenzie, S.K. Mark, Y. Li Tseh. The $^6\text{Li}(p, 2p)^5\text{He}$ Reaction at 100 MeV. *Nucl. Phys. A* 195 (1972) 609.
 27. V.I. Grantsev et al. Disintegration of the deuteron by a α -particle with an energy of 27.2 MeV. *Izvestiya AN SSSR. Seriya fizicheskaya* 38 (1974) 2148. (Rus)
 28. J.L. Matthews et al. High energy photoprotons from light nuclei. *Nucl. Phys. A* 267 (1976) 51.
 29. C.-M. Fou et al. Characteristics of the first excited state of ^5He from the $^7\text{Li}(d, \alpha\alpha)n$ Reaction. *J. Phys. G* 2 (1976) 847.
 30. E.R. Kinney et al. Differential cross sections for the $^6,7\text{Li}(\gamma, d)^{4,5}\text{He}$ reactions at $E_\gamma = 100$ and 150 MeV. *Bull. Am. Phys. Soc.* 27(7) (1982) 708.
 31. R. Rieder et al. Triple-differential cross sections of the (π^+, pp) reaction on lithium isotopes. *Phys. Rev. C* 33 (1986) 614.
 32. F. Ajzenberg-Selove. Energy levels of light nuclei $A = 5 - 10$. *Nucl. Phys. A* 78 (1966) 1.
 33. M.U. Ahmed, P.E. Shanley. Extraction of resonance parameters from nuclear scattering data. *Phys. Rev. Lett.* 36 (1976) 25.
 34. J.E. Bond, F.W.K. Firk. Determination of R-function and physical-state parameters for n - ^4He elastic scattering below 21 MeV. *Nucl. Phys. A* 287 (1977) 317.
 35. A. Csoto, G.M. Hale. S-matrix and R-matrix determination of the low-energy ^5He and ^5Li resonance parameters. *Phys. Rev. C* 55 (1997) 536.
 36. K. Arai, A.T. Kruppa. Continuum level density in a microscopic cluster model: Parameters of resonances. *Phys. Rev. C* 60 (1999) 064315.
 37. S. Aoyama. Spin-orbit splitting of the resonant states in the $^4\text{He} + n$ system. *Phys. Rev. C* 59 (1999) 531.
 38. N. Tanaka et al. Unbound states by analytic continuation in the coupling constant. *Phys. Rev. C* 59 (1999) 1391.
 39. N. Arena et al. Excitation energy and width of the first excited state in ^5Li from the $^6\text{Li}(^3\text{He}, \alpha p)\alpha$ reaction. *Lett. Nuovo Cim.* 41 (1984) 59.
 40. C.L. Woods et al. Experimental investigation and R-matrix analysis of low-lying levels in ^5He and ^5Li . *Aust. J. Phys.* 41 (1988) 525.
 41. N. Arena et al. The $J^\pi = (3/2)^+$, $T = (1/2)$ ^5Li level by the $^6\text{Li}(^3\text{He}, \alpha)^5\text{Li}$ reaction. *J. Phys. G* 16 (1990) 1511.
<https://doi.org/10.1088/0954-3899/16/10/014>
 42. F.C. Barker, C.L. Woods. States of ^5He and ^5Li . *Aust. J. Phys.* 38 (1985) 563.

Надійшла 22.09.2017
Received 22.09.2017