

О.М. ПОВОРОЗНИК, О.К. ГОРПИНИЧ, Ю.С. РОЗНЮК, О.О. ЯЧМЕНЬОВ

Інститут ядерних досліджень НАН України  
(Просп. Науки, 47, Київ 03680)

УДК 539

**ВЗАЄМОДІЯ  $\alpha + t$  І  $\alpha + {}^3\text{He}$   
ТА СПЕКТР ЗБУДЖЕНИХ СТАНІВ ЯДРА  ${}^6\text{Li}$** 

Проведено кінематично повне дослідження реакцій  ${}^3\text{He}(\alpha, p\alpha)d$  на ядрах  ${}^3\text{He}$  радіогенного походження, накопичених у титан-тритієвих мішенях та  ${}^3\text{H}(\alpha, d\alpha)n$ ,  ${}^3\text{H}(\alpha, \tau\tau)n$  на ядрах тритію на цих же мішенях для вивчення спектра збудження ядра  ${}^6\text{Li}$  до енергій збудження  $E^* < 26$  MeV при енергії пучків прискорених альфа-частинок  $E_\alpha = 27,2$  і  $67,2$  MeV. Спостерігались три незв'язані збуджені рівні в енергетичному діапазоні енергій збудження ядра  ${}^6\text{Li}$  від 7 до 16 MeV та два збуджені рівні  ${}^6\text{Li}$  з енергіями збудження 21,30 та 21,90 MeV, які узгоджуються з теоретичними розрахунками, але не були достовірно підтверджені експериментально. Використання методу спектроскопії розпаду збуджених рівнів (particle decay) дозволило усунути деякі неоднозначності в енергетичних параметрах збуджених станів ядра  ${}^6\text{Li}$ .

Ключові слова:  ${}^6\text{Li}$ , тричастинкові реакції, двовимірний спектр збігів,  $\alpha + t$  взаємодія,  $\alpha + {}^3\text{He}$  взаємодія.

**1. Вступ**

Незважаючи на численні дослідження, спектр збудження ядра  ${}^6\text{Li}$  є досить суперечливим [1, 2] особливо при енергії збудження вище 6 MeV. Разом з тим, точне визначення енергій збудження, часу життя та мод розпаду незв'язаних станів є дуже важливим для адекватного розуміння природи ядерних сил, які спричиняють їх утворення та розпад. В схемах збудження найлегших ядер існують ділянки збудження шириною 3–7 MeV і окремі рівні, які потребують більш детального експериментального дослідження на наявність передбачених теоретично нових збуджених рівнів та через значні розходження між експериментально і теорети-

чно отриманими енергетичними параметрами уже відомих рівнів. Так, наприклад, теоретичні розрахунки [3–7], що базуються на сучасних уявленнях про характер нуклон-нуклонної взаємодії передбачають існування збуджених рівнів ядер  ${}^6\text{He}$ ,  ${}^6\text{Li}$  та  ${}^6\text{Be}$ , які належать до ізоспінового триплету з  $A = 6$ , розташованих нижче порога розпаду цих ядер на  $3+3$  нуклони, але вище низькозбуджених станів  $2^+$  ядер  ${}^6\text{He}$  та  ${}^6\text{Be}$  з енергіями збудження відповідно  $E^*({}^6\text{He}) = 1,8$  MeV та  $E^*({}^6\text{Be}) = 1,67$  MeV та вище енергій збудження від 6 MeV для ядра  ${}^6\text{Li}$ .

Енергетичні параметри збуджених рівнів (енергетичне положення та їх ширина) з дуже малим часом життя визначаються при дослідженні взаємодії складових частинок, на які розпадаються ці стани, аналізуючи наявність резонансів в потрібному енергетичному діапазоні відносних енергій цих складових частинок. Такі експериментальні умови можна створити, вивчаючи широкий набір три-, чотиричастинкових реакцій, а саме при дослідженні інклюзивних спектрів тричастинкових реакцій  $p(T, 1)(2+3)^*$ , в яких ці ядра утворюються

Цитування: Поворозник О.М., Горпинич О.К., Рознюк Ю.С., Ячменьов О.О. Взаємодія  $\alpha + t$  і  $\alpha + {}^3\text{He}$  та спектр збуджених станів ядра  ${}^6\text{Li}$ . *Укр. фіз. журн.* **70**, № 1, 3 (2025).

© Видавець ВД “Академперіодика” НАН України, 2025. Стаття опублікована за умовами відкритого доступу за ліцензією CC BY-NC-ND (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/>).

як кінцеві (незв'язані) рівні, а також збігових спектрів  $p(T, 12)3$  в тих ділянках фазового простору, де взаємодія в вибраній парі вихідних частинок, наприклад, 2–3 відбувається в заданому діапазоні відносних енергій  $E_{2-3}$  при відсутності резонансів в парах 1–2 та 1–3, при цьому виключаються прості механізми – квазивільне розсіяння та взаємодія в кінцевому стані.

Дана робота є узагальненням циклу досліджень ядра  ${}^6\text{Li}$  [8–10] за допомогою методу спектроскопії розпаду збуджених рівнів (particle decay) [11, 12], застосованого для вивчення численних тричастинкових каналів реакцій, викликаних взаємодією пучків  $\alpha$ -частинок з ізотопами водню та гелію.

Предметом нашого дослідження були збуджені незв'язані рівні ядра  ${}^6\text{Li}$ , утворені на першій стадії взаємодії пучків альфа-частинок з ядрами тритію та гелію, які на другій стадії розпадалися через випромінювання  $d + \alpha$  або  $t + \tau$ . У даній роботі спектр збудження ядра  ${}^6\text{Li}$  до енергії збудження 26 МеВ досліджувався з аналізу двовимірних  $E_p \times E_\alpha$ ,  $E_d \times E_\alpha$  та  $E_\tau \times E_t$  матриць, отриманих в результаті експериментального повного кінематичного дослідження тричастинкових ядерних реакцій:  ${}^3\text{He}(\alpha, p\alpha)n$  ( $E_\alpha = 27,2$  МеВ) [8],  ${}^3\text{H}(\alpha, d\alpha)n$  ( $E_\alpha = 67,2$  МеВ) [9] і  ${}^3\text{H}(\alpha, t\tau)n$  ( $E_\alpha = 67,2$  МеВ) [10].

## 2. Визначення енергетичних параметрів незв'язаних станів ядра ${}^6\text{Li}$ нижче енергії збудження 6 МеВ за допомогою ${}^3\text{He}(\alpha, p\alpha)d$ тричастинкової реакції

Розглянемо схему рівнів ядра  ${}^6\text{Li}$  в діапазоні енергій збудження до 6 МеВ, яка є найбільш вивченою для цього ядра. Незважаючи на те, що згідно з літературними даними [1] для дослідження перших п'яти збуджених рівнів ядра  ${}^6\text{Li}$  було застосовано більше ніж 40 різних типів ядерних перетворень, значних розбіжностей в енергетичних положеннях рівнів, отриманих з різних експериментів, немає, але величини енергетичних ширин рівнів, за винятком вузького першого стану, значно різняться.

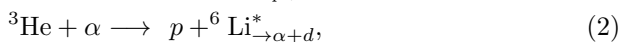
Перспективним для вивчення збуджених станів ядра  ${}^6\text{Li}$  може бути дослідження взаємодії  ${}^3\text{He} + \alpha$ , оскільки внаслідок невисокого кулонівського бар'єра різні вихідні канали цієї взаємодії характеризуються значними перерізами, що підтверджується також і дослідженням бінарної  ${}^3\text{He}(\alpha, p){}^6\text{Li}^*$  реакції [13].

Крім того, при такій взаємодії мінімізується вплив континууму і можливий контроль за ним. Проте  ${}^3\text{He}$  та  ${}^4\text{He}$  є газами і, на відміну від твердих мішеней, в яких локалізація ядерної реакції обмежена розмірами пучка прискорених частинок на мішені, взаємодія налітаючих частинок з ядрами газової мішені відбувається в просторовому шнурі пучка, що ускладнює дотримання необхідних кінематичних умов.

Уникнути труднощів роботи з газовою мішенню, зокрема, при дослідженні взаємодії  $\alpha$ -частинок з тритієм, в кореляційному експерименті можна шляхом використання твердих титан-тритієвих мішеней. При цьому виявилось, що при тривалому зберіганні таких мішеней в них відбувалося накопичення радіогенного, тобто породженого  $\beta$ -розпадом ядер тритію,  ${}^3\text{He}$ . З аналізу експериментальних даних, отриманих при дослідженні взаємодії пучка  $\alpha$ -частинок з енергією 27,2 МеВ з тритієм, з'ясувалося, що крім подій, які відповідають утворенню і розпаду ядра  ${}^6\text{He}$  із чотиричастинкової реакції  ${}^3\text{H}(\alpha, p\alpha)nn$  [14], і які лежать на розрахованій відповідній кінематичній кривій (позначена цифрою 1 на рис. 1) при використанні деяких мішеней спостерігається локус, який відповідає тричастинковій реакції  ${}^3\text{He}(\alpha, p\alpha)d$ ,  $Q_3 = -5,49$  МеВ. Кінематичні розрахунки для цієї реакції позначені на рис. 1 цифрою 2. В експерименті використовували титан-тритієві мішені товщиною 2,7 мг/см<sup>2</sup> і з співвідношенням між сорбованими титановою фольгою атомами тритію і атомами титану близьким до одиниці. Події, які відповідають тричастинковій реакції  ${}^3\text{He}(\alpha, p\alpha)d$ , спостерігалися при використанні мішеней, час зберігання яких перевищував два роки. Про достовірність такого явища свідчить той факт, що локуси цієї тричастинкової реакції спостерігаються для різних пар кутів реєстрації матриць  $p$ - $\alpha$  збігів. Додатковим аргументом появи в двовимірних спектрах  $p$ - $\alpha$  збігів подій, викликаних  $\tau + \alpha$  взаємодією, є показаний на рис. 1, б спектр енергетичного балансу  $Q_{3\text{exp}}$ , отриманий в результаті перерахунку двовимірного спектра  $p$ - $\alpha$  збігів (рис. 1, а). В цьому спектрі спостерігаються два піки – один дещо ширший, максимум якого проявляється при енергії  $\sim -8,5$  МеВ, що відповідає чотиричастинковій реакції  ${}^3\text{H}(\alpha, p\alpha)2n$  через заселення і розпад першого збудженого стану  ${}^6\text{He}$ , і другий дещо вузьчий з максимумом  $\sim -5,487$  МеВ, який відповідає про-

ходженню тричастинкової реакції  ${}^3\text{He}(\alpha, p\alpha)d$ , кінематичні розрахунки для якої позначені на рис. 1 цифрою 2.

Матриці збігів протонів та  $\alpha$ -частинок були отримані за допомогою чотирьох напівпровідникових кремнієвих  $\Delta E - E$  телескопів, в яких товщина “тонких”  $\Delta E$  детекторів дорівнювала 60–100 мкм, а “товстих”  $E$  детекторів – 1–1,5 мм. Телескопи детекторів були розташовані попарно зліва та справа по відношенню до пучка  $\alpha$ -частинок, прискорених на циклотроні У-120 ІЯД. Двовимірні спектри  $p$ - $\alpha$  збігів були отримані для пар кутів реєстрації протонів і  $\alpha$ -частинок:  $\Theta_p/\Theta_\alpha = 28,5^\circ/10^\circ$ ,  $13^\circ$ ,  $16,5^\circ$  та  $\Theta_p/\Theta_\alpha = 36^\circ/10^\circ$ ,  $13^\circ$ ,  $16,5^\circ$  [5]. У всіх двовимірних спектрах проявляються локуси, які відповідають тричастинковій  ${}^3\text{He}(\alpha, p\alpha)d$  реакції.  $\alpha$ -частинки та протони, що реєструються на збігах, можуть утворюватися в результаті механізму послідовних розпадів незв'язаних станів ядер  ${}^5\text{Li}$  та  ${}^6\text{Li}$ , а саме:



а також з квазівільного розсіяння, в якому роль частинки - спостерігача відіграє дейтрон.

Проведений аналіз на підставі обчислення значень енергій трьох частинок, величин відносних енергій в  $\alpha$ - $p$  та  $\alpha$ - $d$  парах та врахування кінематичних особливостей утворення збуджених станів ядер  ${}^5\text{Li}$  та  ${}^6\text{Li}$  на першому етапі, дозволив відібрати двовимірні спектри  $\alpha$ - $p$  збігів для кількох пар кутів реєстрації, а саме:  $\Theta_p/\Theta_\alpha = 28,5^\circ/10^\circ$ ,  $13^\circ$  та  $36^\circ/19^\circ$  в яких переважно проявляється механізм заселення та розпаду незв'язаних рівнів ядра  ${}^6\text{Li}$ . З'ясувалося, що для деяких вибраних кутів реєстрації протонів (наприклад,  $\Theta_p = 28,5^\circ$ ) відповідні їм кути реєстрації  $\alpha$ -частинок або збігалися ( $\Theta_\alpha = 10^\circ$ ,  $13^\circ$ ), або були близькими до кута вильоту  ${}^6\text{Li}^*$  з бінарної реакції  ${}^3\text{He}(\alpha, p){}^6\text{Li}^*$ . Такий вибір кутів зумовлює наявність другого збудженого стану в двовимірному спектрі  $p$ - $\alpha$  збігів. Кути детекторів для реєстрації  $\alpha$ -частинок та протонів та їх кутове перекривання були такими, що для деяких пар кутів повністю чи частково на збігу реєструвалися обидва продукти бінарної  ${}^3\text{He}(\alpha, p){}^6\text{Li}_{3,56}$  реакції – протон та  ${}^6\text{Li}_{3,56}$ , час життя якого достатній, щоб долетіти до детектора і не розпасться

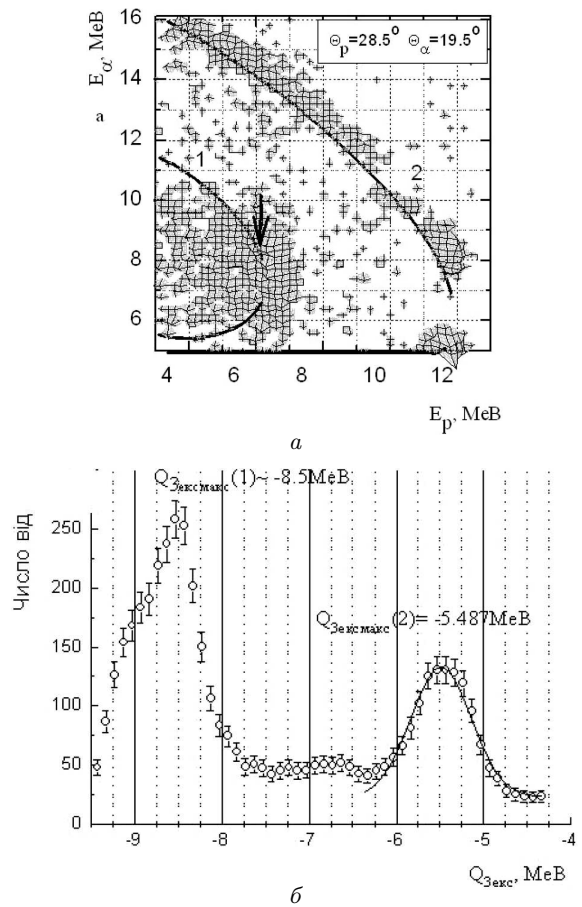


Рис. 1. Двовимірний спектр  $p$ - $\alpha$  збігів (а); отриманий з нього спектр енергетичного балансу  $Q_{3\text{extr}}$  (б)

через випромінювання  $\gamma$ -кванта. А оскільки часові сигнали відбору для електронної схеми швидкоповільних збігів брались з  $\Delta E$  детекторів і в двовимірних спектрах  $p$ - $\alpha$ -збігів присутня частина подій, які реєструвалися лише  $\Delta E$  детекторами, то ми отримали в локусах, що відповідають тричастинковій  ${}^3\text{He}(\alpha, p\alpha)d$  реакції, пік, який відповідає станові  ${}^6\text{Li}^*$  з енергією збудження 3,56 MeV, стабільному щодо розпаду на кластери і нуклони. Саме цю обставину було використано при визначенні та врахуванні експериментальної роздільної здатності даного дослідження.

Для подальшого аналізу двовимірні спектри проєктують на одну з енергетичних осей. Процедура проєктування полягає в підсумовуванні точкових подій відповідного локусу в межах комірки заданого розміру, що дозволяє отримувати проє-

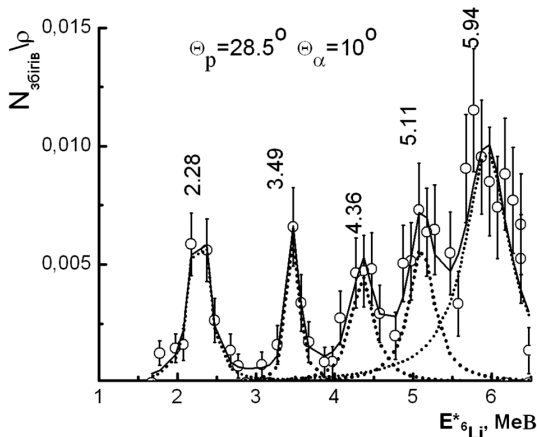


Рис. 2. Проекція верхньої гілки матриці  $p$ - $\alpha$  збігів. Цифрами позначені енергії збудження перших п'яти збуджених станів ядра  ${}^6\text{Li}$ , отримані в результаті процедури підгонки, а відповідні їм внески окремих збуджених рівнів та їх суму показано крапковою та суцільною лініями

кції гілок двовимірних енергетичних локусів з довільним кроком ціни каналу. Для спектрів проекцій властива резонансна структура, яку можна пояснити припущенням, що тут має місце простий двоступеневий механізм тричастинкових реакцій, у якому на першій стадії відбувається заселення збуджених рівнів ядра  ${}^6\text{Li}$ , які на другій стадії розпадаються через виліт дейтрона та  $\alpha$ -частинки. Для подальшого аналізу ми скористалися методом Монте-Карло моделювання, який був використаний і для оцінки ефективності, з якою запропонована нами експериментальна методика реєструватиме дані збігові події, і одночасно для моделювання безпосередньо отриманих спектрів проекцій у рамках нашого припущення, що основним джерелом подій є проста модель послідовного розпаду.

Якщо внаслідок взаємодії налітаючої частинки  $p$  з ядром мішені  $T$  у вихідному каналі утворюються три частинки 1, 2 та 3, перші дві з яких реєструються на збігу, і має місце двостадійний процес: на першому етапі якого утворюється частинка 1 та ядро  $R$  в деякому збудженому стані  $J$ , а на другому етапі ядро розпадається через випромінення частинки 2 і 3, тоді проекцію двовимірної матриці збігів, перетвореного в спектр збудження ядра  $R$  в рамках моделі послідовного розпаду, апроксимують таким виразом:

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 dE_{\text{ex}}} \sim \rho(\Omega_1, \Omega_2, E_{\text{ex}}) \times$$

$$\times \sum_j^n \frac{\Gamma_j/2}{(E_j - E_{2-3})^2 + (\Gamma_j/2)^2} \quad (4)$$

де  $C_j$  – амплітуди утворення  $j$ -го збудженого стану.

Якщо вираз (4) поділити на обчислене для даних кінематичних умов значення множника фазового простору і представити в залежності від енергії збудження ядра  ${}^6\text{Li}$ , то його можна трансформувати таким чином:

$$\begin{aligned} & \frac{d^3\sigma}{d\Omega_p d\Omega_\alpha dE_{\text{ex}}} / \rho(\Omega_p, \Omega_\alpha, E_{\text{ex}}) = \\ & = \sum_j^n C_j \frac{\Gamma_j/2}{(E_{6\text{Li}_j^*} - E_{\text{ex}})^2 + (\Gamma_j/2)^2} = \\ & = \sum_j^n C_j BW^j(E_{\text{ex}}). \end{aligned} \quad (5)$$

Тут величина енергії збудження ядра  ${}^6\text{Li}$  визначається як сума обчисленої відносної енергії в  $\alpha$ - $d$  парі та значення енергії порога розвалу цього ядра на  $\alpha$ -частинку та дейтрон ( $E_{\text{пор}} = 1,475$  MeV), тобто  $E_{\text{ex}} = E_{23} + E_{\text{пор}} = E_{\alpha d} + E_{\text{thh}}$ , а енергетичні положення рівнів ядра  ${}^6\text{Li}$  визначаються як  $E_{6\text{Li}_j} = E_j + E_{\text{пор}}$ .

На рис. 2 зображено проекції верхньої гілки матриці  $p$ - $\alpha$  збігів, отриманої для кутів реєстрації протонів  $-28,5^\circ$  та  $\alpha$ -частинок  $10^\circ$ . Суцільна лінія відповідає апроксимації експериментальних даних в точковій геометрії за допомогою виразу (5) з використанням методу найменших квадратів, а внески окремих станів, що збуджуються при взаємодії, позначено крапковими кривими. Аналогічна процедура була проведена для експериментальних даних, отриманих для інших пар кутів реєстрації протонів та  $\alpha$ -частинок. При такій апроксимації не враховується енергетична роздільна здатність, з якою отримано проекції гілок матриць збігів. Якщо взяти в (5) згортку виразу  $BW^j(E_{\text{ex}})$ , який відповідає за резонансний внесок збудженого стану, з функцією, що описує енергетичну роздільну здатність  $q(\epsilon, \sigma)$ , то отримаємо величину  $BW^{jm}(E_{\text{ex}})$ , яка вже містить залежність від енергетичної роздільної здатності:

$$BW^{jm}(E_{\text{ex}}) = \int_{-5\sigma}^{-5\sigma} BW^j(E_{\text{ex}} + \epsilon) q(\epsilon, \sigma) d\epsilon, \quad (6)$$

Таблиця 1. Значення енергій збудження та енергетичні ширини збуджених станів  ${}^6\text{Li}$ , отримані з кінематично повного дослідження  ${}^3\text{He}(\alpha, p\alpha)d$  реакції при  $E_\alpha = 27,2$  МеВ

№	* $\Theta_p/\Theta_\alpha$ $36^\circ/19^\circ$		* $\Theta_p/\Theta_\alpha$ $28,5^\circ/13^\circ$		* $\Theta_p/\Theta_\alpha$ $28,5^\circ/10^\circ$		** $\Theta_p/\Theta_\alpha$ $36^\circ/10^\circ$ $\sigma = 0,20$	
	$E^* \pm \Delta E$ , МеВ	$\Gamma \pm \Delta\Gamma$ , МеВ	$E^* \pm \Delta E$ , МеВ	$\Gamma \pm \Delta\Gamma$ , МеВ	$E^* \pm \Delta E$ , МеВ	$\Gamma \pm \Delta\Gamma$ , МеВ	$E^* \pm \Delta E$ , МеВ	$\Gamma \pm \Delta\Gamma$ , МеВ
1	$2,1 \pm 0,2$	$0,23 \pm 0,20$	$2,15 \pm 0,2$	$0,23 \pm 0,1$	$2,28 \pm 0,015$	$0,24 \pm 0,08$	$2,23 \pm 0,09$	$0,06 \pm 0,07$
2	$3,53 \pm 0,20$	–	–	–	$3,49 \pm 0,26$	$0,17 \pm 0,22$	$3,47 \pm 0,03$	–
3	$4,56 \pm 0,26$	$0,43 \pm 0,30$	$4,47 \pm 0,25$	$0,46 \pm 0,25$	$4,36 \pm 0,22$	$0,33 \pm 0,14$	$4,38 \pm 0,05$	$0,25 \pm 0,06$
4	$5,29 \pm 0,25$	$0,5 \pm 0,5$	$5,05 \pm 0,22$	$0,48 \pm 0,38$	$5,11 \pm 0,23$	$0,38 \pm 0,19$	$5,11 \pm 0,05$	$0,30 \pm 0,06$
5	–	–	$5,75 \pm 0,28$	$0,98 \pm 0,36$	$5,94 \pm 0,26$	$0,68 \pm 0,15$	$5,94 \pm 0,04$	$0,63 \pm 0,04$

Примітка: \* апроксимація виразом (6) без врахування енергетичної роздільної здатності, \*\* апроксимація з врахуванням енергетичної роздільної здатності виразом (7)

то отримаємо:

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_p d\Omega_\alpha dE_{\text{ex}}} / \rho(\Omega_p, \Omega_{p\alpha}, E_{\text{ex}}) = \sum_j^5 C_j BW^{j_m}(E_{\text{ex}}), \quad (7)$$

Функція  $q(\epsilon, \sigma)$  в (6) вибирається у вигляді функції Гаусса:

$$q(\epsilon, \sigma) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{(-\epsilon^2/2\sigma^2)}, \quad (8)$$

де параметр  $\sigma$  визначали з підгонки дуже вузького піка, який відповідає другому збудженому стану ядра  ${}^6\text{Li}$  з бінарної  ${}^3\text{He}(\alpha, p){}^6\text{Li}_{3,56}^*$  реакції і проявляється внаслідок одночасної реєстрації на збігу протонів та збуджених до енергії 3,56 МеВ ядер  ${}^6\text{Li}$ . В результаті отримали величину  $\sigma = (200 \pm 50)$  кеВ, яку використовували в подальших розрахунках. За цією процедурою окремо підганяли форму лінії кожного  $j$ -го збудженого стану, після чого, варіюючи у виразі (7) тільки амплітуди  $C_j$ , за методом найменших квадратів було отримано сумарну криву, яка в масштабі рисунка практично збігається з суцільною кривою на рис. 2, отриманою при розрахунках в точковій геометрії, а внески кожного рівня теж різняться несуттєво і тому не наведені на рис. 2. В табл. 1 наведені енергетичні положення та ширини, отримані в результаті підгонки експериментальних спектрів для трьох пар кутів реєстрації, як в точковій геометрії ( $\Theta_p/\Theta_\alpha = 36^\circ/19^\circ, 28,5^\circ/13^\circ, 28,5^\circ/10^\circ$ ), так і з урахуванням експериментальної роздільної здатності ( $\Theta_p/\Theta_\alpha = 28,5^\circ/10^\circ$ ).

Як видно з табл. 1 значення енергетичних параметрів перших п'яти збуджених рівнів ядра  ${}^6\text{Li}$ , одержані як в припущенні точкової геометрії (5), так із врахуванням експериментальної енергетичної роздільної здатності (7) в межах експериментальних похибок збігаються і узгоджуються зі значеннями з табл. 1, отриманими різними методами. Врахування експериментальної роздільної здатності в данному випадку не дало можливості вийти за межі похибок, хоча ми і отримали дещо менші значення для всіх ширин станів, що тим самим підтверджує достовірність отриманих величин енергетичних параметрів незв'язаних рівнів  ${}^6\text{Li}$ .

Завдяки тому, що чотири з цих п'яти збуджених рівнів, за винятком другого (який все ж таки проявляється через збіг експериментальних обставин), розпадаються з випромінюванням, насамперед,  $\alpha$ -частинки, нам вдалось за допомогою дослідження тричастинкової  ${}^3\text{He}(\alpha, p\alpha)d$  реакції практично в одній експозиції отримати величини енергетичних параметрів всіх цих рівнів.

Енергетична роздільна здатність експерименту ( $\sigma = 200$  кеВ) не дозволила отримати енергетичну ширину першого збудженого стану ядра  ${}^6\text{Li}$ . Оцінка цієї величини з використанням виразу (7) дала  $\Gamma_1 = (0,057 \pm 0,078)$  кеВ.

Відомо, що збуджений стан з  $E^* = 5,36$  МеВ з ізоспіном  $T = 1$  може розпадатись лише через тричастинковий розпад з одночасним випромінюванням протона, нейтрона та  $\alpha$ -частинки. Прояв четвертого збудженого стану  ${}^6\text{Li}$  в матриці  $p$ - $\alpha$  збігів свідчить про те, що його розпад, після заселення внаслідок  $\tau + \alpha$  взаємодії, відбувається че-

рез випромінювання, крім  $\alpha$ -частинки, протона та нейтрона з близькою до нуля відносною енергією. Якщо б частка розпадів з випромінюванням протонів та нейтронів з відмінною від нуля відносною енергією була вищою, то в матриці  $p$ - $\alpha$  збігів при енергії протонів, що відповідає утворенню цього рівня, спостерігалась би вертикальна смуга, аналогічна тій, що спостерігається при розпаді ядра  ${}^6\text{He}(E^* = 1,8 \text{ MeV})$  з  $t + \alpha$  взаємодії і яка позначена на рис. 2, *a* стрілкою. Для уточнення особливостей тричастинкової природи цього збудження необхідно провести детальніше дослідження ділянки фазового простору, що відповідає утворенню та розпаду стану ядра  ${}^6\text{Li}$  з  $E^* = 5,36 \text{ MeV}$ .

Якщо порівняти отримані енергетичні параметри рівнів (табл. 1) з літературними [1, 2], то насамперед слід зазначити, що величини енергії збудження з врахуванням експериментальних похибок практично збігаються. Але отримані значення енергетичних ширин станів із кореляційного експерименту при взаємодії найлегших ядер становлять нижню межу масиву всіх отриманих в експериментальних дослідженнях значень параметрів. Треба сказати, що цей результат добре узгоджується з теоретичними розрахунками [15] з використанням тричастинкової моделі на основі рівнянь Фаддєєва, яка містила двочастинкові нелокальні сепарабельні потенціали взаємодії між частинками.

Отримані результати підтверджують високу інформативність кінематично повного дослідження взаємодії найлегших ядер для визначення їх енергетичних параметрів.

### 3. Дослідження спектра збудження ядра ${}^6\text{Li}$ ( $6 < E_{\text{ex}} < 16 \text{ MeV}$ ) за допомогою тричастинкової ${}^3\text{H}(\alpha, d\alpha)n$ реакції

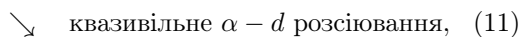
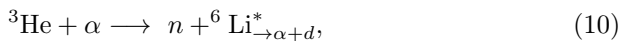
Численні теоретичні дослідження, що базуються на різних підходах [3–7] передбачають існування декількох збуджених рівнів нижче порога розпаду  ${}^6\text{Li}$  на  ${}^3\text{H} + {}^3\text{He}$ . Проте експериментальних підтверджень цього існування обмаль. Так наприклад, з аналізу інклюзивного спектра альфа-частинок з реакції  ${}^9\text{Be}(p, \alpha){}^6\text{Li}$ , отриманого при енергії пучка протонів 30 MeV, виявлено аномалію в області енергії збудження ядра  ${}^6\text{Li}$  8–12 MeV, яка може бути пояснена проявом одного чи більше збуджених рівнів  ${}^6\text{Li}$  [16]. Одним з аргументів на наявність збуджених станів в цьому енергетичному діапазоні можуть бути результати  $R$ -матричного

аналізу [17], де були виявлені широкі рівні ядра  ${}^6\text{Li}$  з енергіями збудження 14 та 15,8 MeV. Збуджені рівні з  $E^* = 14,5 \text{ MeV}$  та 16 MeV і шириною біля 1 MeV спостерігались в роботі [18], в якій було проаналізовано частину експериментальних даних з дослідження реакції  ${}^3\text{H}(\alpha, d\alpha)n$ , викликаною  $\alpha + t$  взаємодією.

Тричастинкова  ${}^3\text{H}(\alpha, d\alpha)n$  реакція в кінематично-повному кореляційному експерименті досліджувалась на ізохронному циклотроні У-240 з використанням пучка альфа-частинок та титанових самопідтримуючих твердих мішеней товщиною 2,7 мг/см<sup>2</sup> насичених трітійем. Співвідношення між числами атомів титану та тритію в мішені біля одиниці. Для експериментів по дослідженню ядерних реакцій використовувались камера розсіювання, в якій були обладнані рухомі по куту детекторні столи, блок зміни мішеней, систем формування, та діагностики пучка заряджених частинок. За допомогою спеціально розробленої методики вимірювання енергетичних та часових характеристик прискорених ізохронним циклотроном частинок встановлено, що енергія альфа-частинок в експерименті була рівною  $(67,2 \pm 0,4) \text{ MeV}$  [19]. Для ідентифікації та вимірювання енергії заряджених продуктів ядерних реакцій використовувались чотири  $\Delta E - E$  телескопи, які розташовувались по два зліва та справа по відношенню до напрямку циклотронного пучка. Два з них були призначені для реєстрації однозарядних продуктів ядерних реакцій і складались з напівпровідникових поверхнево-бар'єрних кремнієвих детекторів товщиною 400 мкм та детекторів повного поглинання, скомпонованих на основі NaJ(Tl) сцинтиляторів розміром  $\varnothing 20 \text{ мм} \times h 20 \text{ мм}$ . Інші два, для реєстрації двозарядних частинок, складались з напівпровідникових  $\Delta E$  і  $E$  детекторів товщиною 100 мкм та 3 мм. Детальніше опис експерименту приведено в роботі [9]. З метою коректного проведення енергетичної калібровки комбінованих  $\Delta E \times E$  спектрометрів, в яких використовувались сцинтиляційні NaJ(Tl) детектори, функції відгуку яких залежить від типу заряджених частинок, були розроблені і використані методики моделювання енергетичної залежності світлових виходу на основі формули Біркса [20, 21] та відомої емпіричної залежності  $dE/dx \sim E^n/a$ , питомих енергетичних втрат заряджених частинок в речовині [20, 22]. В результаті обробки накопиченої

“поза лінією” інформації, яка полягала в сортуванні експериментальних файлів з врахуванням проведеної калібровки спектрометрів, виокремленню подій, які відповідають в одному з телескопів реєстрації дейтронів, а в другому альфа-частинок за допомогою пакета програм, адаптованих до персонального комп’ютера [23] отримали двовимірні спектри  $d$ - $\alpha$  збігів для таких пар кутів реєстрації дейтронів та альфа-частинок відповідно  $15$ – $15^\circ$ ;  $15$ – $27,5^\circ$ ;  $27,5$ – $15^\circ$ ;  $27,5$ – $27,5^\circ$ ;  $21$ – $15^\circ$ ;  $21$ – $20^\circ$ ;  $21$ – $27,5^\circ$ ;  $21$ – $32,5^\circ$ .

Механізми ядерних реакцій, що породжують три частинки у вихідному каналі переважно можна розглядати як процеси послідовно подвійних двочастинкових взаємодій різних типів – квазіпружне розсіювання чи квазидвочастинкова реакція (КВР), взаємодія в кінцевому стані (ВКС) та механізм послідовного розпаду. Тричастинкова реакція  ${}^3\text{H}(\alpha, d\alpha)n$ , породжуючи у вихідному каналі дейтрон, альфа-частинку та нейтрон, проходить через такі прості механізми:



де (9) та (10) – утворення основного стану ядра  ${}^5\text{He}$  та збуджених рівнів ядер  ${}^5\text{He}$  та  ${}^6\text{Li}$  з подальшим розпадом резонансів на  $\alpha + n$  та  $\alpha + d$  відповідно.

Для того щоб надійно отримати інформацію про параметри певних збуджених станів ядра  ${}^6\text{Li}$  необхідно вибрати такі експериментальні умови, в яких не було б умов для заселення відомих рівнів ядра  ${}^5\text{He}$  та не проявлявся механізм  $\alpha - d$  квазивільного розсіювання (11).

У випадку тричастинкової  ${}^3\text{H}(\alpha, d\alpha)n$  реакції при  $E_\alpha = 67,2$  MeV найоптимальніше вивчати механізм утворення та розпаду рівнів ядра  ${}^6\text{Li}$  з енергією збудження  $6$ – $15$  MeV при парах кутів реєстрації дейтронів та альфа-частинок –  $15$ – $15^\circ$ ;  $27,5$ – $15^\circ$ ;  $21$ – $15^\circ$ .

Якщо проаналізувати розраховані значення відносних енергій в парах  $d - \alpha$  та  $\alpha - n$  для матриць  $d\alpha$ -збігів, отриманих для цих трьох пар кутів, то в області, яка відповідає діапазону збудження ядра  ${}^6\text{Li}$   $6$ – $14$  MeV, відносна енергія в парі  $\alpha - n$  змінюється приблизно з  $5$  до  $15$  MeV, що відповідає збудженню ядра  ${}^5\text{He}$  в енергетичному діапазоні  $4$ – $14$  MeV. Згідно з останньою компіляційною

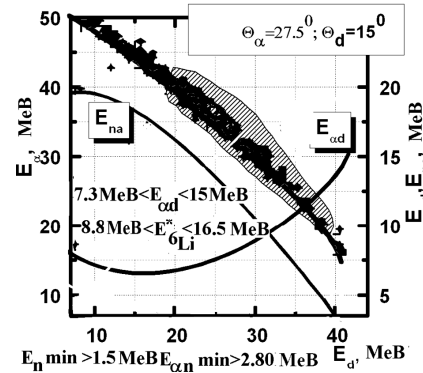


Рис. 3. Двовимірний спектр  $ad$ -збігів, отриманий з реакції  ${}^3\text{H}(\alpha, d\alpha)n$  ( $E_\alpha = 67,2$  MeV). Заштрихована ділянка – експериментальні події утворення резонансів. Криві, позначені як  $E_{na}$  та  $E_{ad}$  – розраховані відносні енергії в парах  $n + \alpha$  та  $d + \alpha$  відповідно

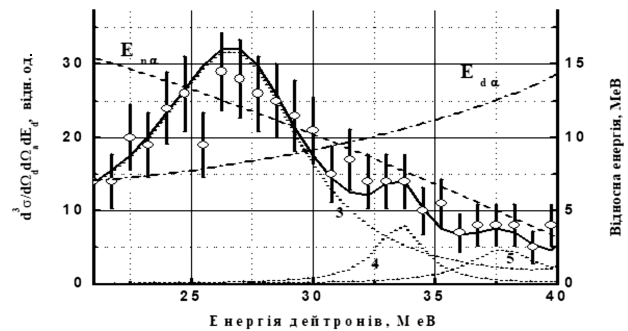


Рис. 4. Проекція верхньої гілки локусу тричастинкової  ${}^3\text{H}(\alpha, d\alpha)n$  реакції при  $E_\alpha = 67,2$  MeV на вісь енергії дейтронів. Кут реєстрації дейтронів  $27,5^\circ$ , альфа-частинок –  $15^\circ$ . Штрихова та штрих-пунктирна лінії – розрахунки відносної енергії в парах  $d - \alpha$  та  $\alpha - n$ . Результати апроксимації спектра за механізмом послідовного розпаду (формула Брейта-Вігнера) в припущенні утворення та розпаду рівнів ядра  ${}^6\text{Li}$  – суцільна лінія. Крапкові лінії, позначені цифрами 3, 4 та 5 – внески від окремих збуджених рівнів

публікацією, присвяченої дослідженню схем рівнів легких ядер з  $A = 5, 6, 7$  [1] в цій енергетичній області збудження ядра відсутні які-небудь рівні. Разом з тим саме в цій частині спектрів-проекцій ( $7 < E_{ad} < 14$  MeV) проявляється певна резонансна структура.

Для подальшого аналізу експериментальних даних матриці  $d - \alpha$  збігів для кутів реєстрації  $15^\circ$ – $15^\circ$ ;  $21^\circ$ – $15^\circ$ ,  $27,5^\circ$ – $15^\circ$ ; проектувались на вісь енергії дейтронів. На рис. 3 наведено двовимірний спектр  $d\alpha$ -збігів для кутів реєстрації дейтронів –  $27,5^\circ$  та альфа-частинок  $-15^\circ$ , а на рис. 4 прое-

Таблиця 2. Параметри збуджених рівнів ядра  ${}^6\text{Li}$ , отриманих внаслідок апроксимації (13) з використанням методу найменших квадратів

$\Theta_\alpha$	$\Theta_\alpha$	№ рівнів на рисунках	$E_{ex}(\Delta E_{ex})$ , MeB	$E_{\alpha d}(\Delta E_{\alpha d})$ , MeB	$\Gamma(\Delta\Gamma)$ , кеВ
15	15	3	9,28(0,28)	7,80(0,28)	2,09 (1,17)
		4	11,59(0,33)	10,11(0,33)	0,62(0,70)
		5	13,99(1,12)	12,51(1,12)	0,60(1,71)
15	21	3	8,47(0,14)	6,99(0,14)	1,33(0,72)
		4	10,32(0,51)	8,84(0,51)	2,22(2,75)
		5	12,46(0,43)	10,98(0,43)	1,78(2,42)
15	27,5	3	9,61(0,08)	8,13(0,08)	2,11(0,26)
		4	12,01(0,21)	10,53(0,21)	1,00(0,82)
		5	14,09(0,54)	12,61(0,54)	1,98(1,43)
Усереднені значення параметрів збуджених рівнів ядра ${}^6\text{Li}$ з енергетичного діапазону 6–15 MeB		3	8,81(0,13)	7,33(0,13)	1,84(0,71)
		4	11,31(0,38)	9,83(0,38)	1,28(1,09)
		5	13,51(0,38)	12,03(0,38)	1,45(1,52)

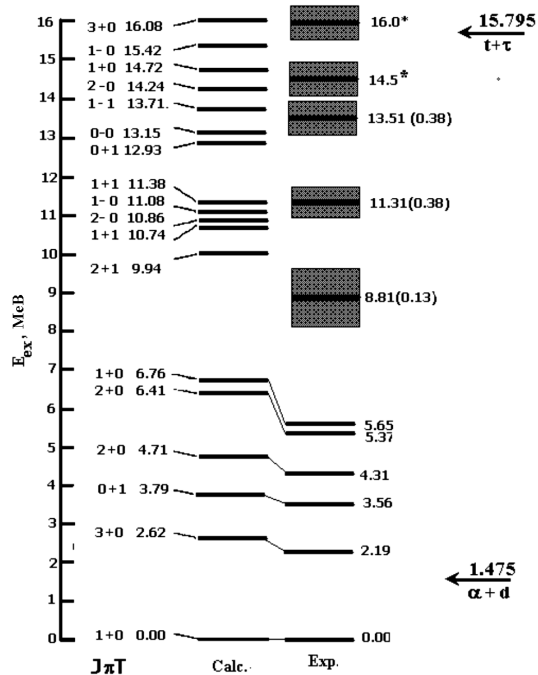


Рис. 5. Схема рівнів ядра  ${}^6\text{Li}$

кцію заштрихованої частини верхньої гілки локусу  ${}^3\text{H}(\alpha, d\alpha)n$  реакції на вісь енергії дейтронів.

Формулу, котра описує переріз тричастинкової реакції  $T(p, 12)3$  можна виразити таким чином:

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 dE_1} = \frac{(2\pi)^4}{\hbar v_{in}} |T_{if}|^2 \rho(E_1), \quad (12)$$

де  $T_{if}$  – матричний елемент оператора переходу,  $\rho$  – описує густину кінцевих станів і являє собою множник фазового простору тричастинкової реакції, а  $v_{in}$  відносна швидкість у вхідному каналі.

Для того, щоб описати спектри, отримані в результаті дослідження тричастинкової реакції, вибирають різну форму для  $T_{if}$ . Так, у нашому випадку дослідження  ${}^3\text{H}(\alpha, d\alpha)n$  реакції в припущенні послідовного процесу вираз для факторизації спектра (12) набирає такого вигляду:

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_d d\Omega_\alpha dE_1} \approx \rho(E_d) \sum_j^n C_j \times \frac{\Gamma_j/2}{(E_{R_j} - E_{d\alpha})^2 + (\Gamma_j/2)^2}, \quad (13)$$

де  $\rho(E_d)$  – множник фазового простору, а  $E_{R_j}$ ,  $\Gamma_j$  – відповідно положення та ширина  $j$  – збудженого стану ядра  ${}^6\text{Li}$ ;  $C_j$  – відносний внесок кожного з резонансів;  $E_{d\alpha}$  – відносна енергія в  $d\alpha$  парі;  $n$  – число збуджених станів, що враховується.

Апроксимація спектрів, отриманих в результаті проектування верхніх гілок локусу  $\alpha d$ -збігів проводились на основі формули (13) з врахування трьох збуджених рівнів з використанням методу найменших квадратів.

На рис. 4 результати апроксимації приведено суцільною лінією. Крапкові лінії, позначені цифрами 3, 4 та 5 відображають внески окремих збуджених



рівнів ядра  ${}^6\text{Li}$ , енергетичні положення і ширини, отримані з підгонки, становлять  $E_3 = 9,61(0,08)$ ,  $\Gamma_3 = 2,11(0,26)$ ;  $E_4 = 12,01(0,21)$ ,  $\Gamma_4 = 1,00(0,82)$ ;  $E_5 = 14,09(0,54)$ ,  $\Gamma_5 = 1,98(1,43)$ .

Для рівнів, які досліджувались в енергетичному діапазоні енергії збудження ядра  ${}^6\text{Li}$  від 7 до 14 MeV і для всіх експозицій вони позначались цифрами 3, 4 та 5 приведено значення усереднених їх енергетичних положень та ширин в табл. 2.

На рис. 5 приведена схема енергетичних рівнів ядра  ${}^6\text{Li}$ , на якій представлені розрахункові дані, отримані на основі модифікованої для легких ядер оболонкової моделі [3] та експериментальні значення [1]. В тій частині схеми, де показані експериментальні положення збуджених рівнів ядра  ${}^6\text{Li}$ , нанесено отримані в даній роботі три збуджених стани, усереднені за результатами, та два рівні, які спостерігали раніше [18], позначені зірочкою. Ці п'ять рівнів приведено з врахуванням їх ширин.

#### 4. Високозбуджені стани ${}^6\text{Li}$ з енергією збудження в околі 21 MeV

Якщо порівнювати компіляційні дані про енергетичні рівні приведені в [1] та в [2], то спостерігаються розбіжності, особливо, в області високих енергій. Наприклад, у посиланні [2] відсутні два рівні  ${}^6\text{Li}$  при 21 і 21,5 MeV. Крім того, при дослідженні реакції  ${}^7\text{Li}({}^3\text{He}, \alpha){}^6\text{Li}$  при  $E_\tau = 150$  MeV [24] спостерігалися стани  ${}^6\text{Li}$  з енергіями  $E_{\text{ex}} = 18 \pm 0,5$  та  $22 \pm 1$  MeV з ширинами ( $\Gamma = 5,0 \pm 0,5$  і  $8 \pm 1$  MeV) відповідно.

Теоретичні дослідження вказують на існування скупчень тринуклеонів ( $t$  і  $\tau$ ) при високих енергіях збудження  ${}^6\text{Li}$ . Автори [25] теоретично досліджували існування тринуклонних ( $\tau$  і  $t$ ) кластерів у  ${}^6\text{Li}$ , враховуючи LS спарювання за допомогою методу резонансних груп (RGM). Вони передбачили наявність P дублету ( ${}^1P_1$  і  ${}^3P_{0,1,2}$ ) і F дублету ( ${}^1F_3$  і  ${}^3F_{2,3,4}$ ) з  $E_{\text{ex}}$  приблизно 22 і 29 MeV відповідно. В свою чергу, в роботі [26] за результатами аналізу пружного  $\tau + t$  розсіювання було повідомлення про наявність 4 рівнів  ${}^3P_2$ ,  ${}^3P_0$ ,  ${}^3F_4$  і  ${}^3F_3$  з енергіями збудження 21,0, 21,5, 25,7 та 26,7 MeV відповідно.

При цьому, на відміну від збуджених станів  ${}^6\text{Li}$  при низьких енергіях, де  ${}^6\text{Li}$ -стани утворені бозоновими частинками, високо збуджені стани є системами частинок  $t + \tau$ , які є ферміонами. Із аналізу пружного розсіювання  ${}^3\text{He} + t$  [26] було пе-

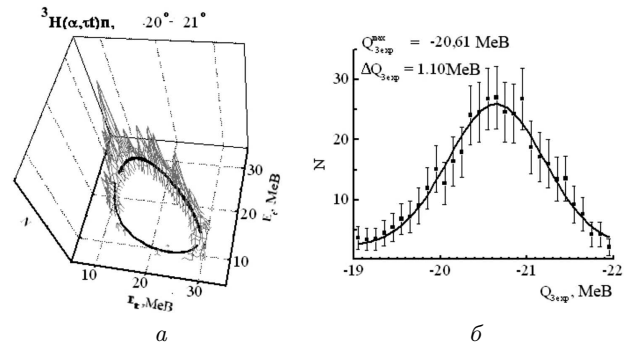


Рис. 6. Експериментальний двовимірний спектр збігів  $\tau t$  та суцільна лінія, що являє собою кінематичну криву, обчислену в рамках точкової кінематики для відповідних експериментальних умов (а); експериментальний спектр  $Q_3$ , розрахований для двовимірного спектра а (б)

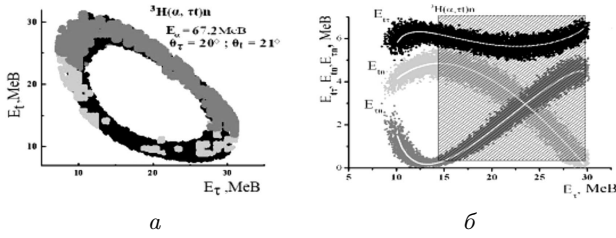
редбачено наявність рівнів ядра  ${}^6\text{Li}$  при енергіях збудження 21,0, 21,5, 25,7 та 26,7 MeV відповідно.

Було проведено кінематично повний експеримент  ${}^3\text{H}(\alpha, \tau t)n$  при енергії налітаючих  $\alpha$ -частинок 67,2 MeV, яка достатня для збудження рівнів  ${}^6\text{Li}$  вище порога розпаду кластерів на  $3 + 3$ , і можна спостерігати область енергії збудження приблизно до енергії збудження 27 MeV.

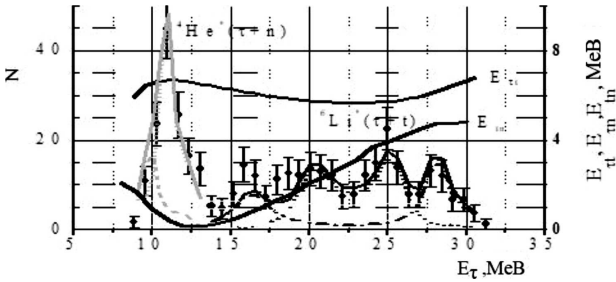
Двовимірні ( $E_\tau \times E_t$ ) спектри були отримані поряд з іншими двовимірними спектрами, викликаними взаємодією альфа-частинок з ядрами тритію. Реакції  ${}^3\text{H}(\alpha, \tau t)n$  та реакція  ${}^3\text{H}(\alpha, d\alpha)n$  досліджувались одночасно в одному і тому ж експерименті. Детальніше опис експерименту приведено в роботі [10].

На рис. 6, а показаний один із двовимірних спектрів збігів  $\tau t$ , де лінія являє собою кінематичну криву, оцінену для відповідних геометричних умов дослідження тричастинкової реакції  ${}^3\text{H}(\alpha, \tau t)n$ . Беручи до уваги використання сцинтиляційного  $E$ -детектора, в деяких телескопах для їх калібрування було застосовано спеціальну процедуру, засновану на відомому підході Біркса [21].

Двовимірний спектр був перерахований на основі законів збереження імпульсу та енергії у спектри значень теплового балансу реакції  $Q_3$  для додаткового контролю процедури сортування. Як видно з рис. 6, б максимум експериментального розподілу  $Q_3$ , апроксимований гауссіаном, знаходиться при  $Q_3 = -20,61$  MeV, в той час як розрахована  $Q_3$  величина для тричастинкової  ${}^3\text{H}(\alpha, \tau t)n$  реакції становить  $-20,58$  MeV. Експериментальна по-



**Рис. 7.** Експериментальна матриця  $\tau\tau$ -збігів, поділена на верхню (сірий колір) та нижню (світло-сірий колір) гілки (а). Кінематичний розрахунок положення локусу позначений чорним фоном. Відносні енергії  $E_{\tau t}$ ,  $E_{\tau n}$  та  $E_{tn}$  вихідних пар частинок у порівнянні з енергією  $\tau$ -частинок, розраховано в рамках точкової геометрії, позначені суцільною лінією. Ті самі розрахунки з Монте-Карло представлені як масиви точок. Затінена область відповідає діапазону енергій  $E_{\tau}$  15–31 MeV, де відбувається заселення та розпад в кластерах  $\tau t$  збуджених рівнів  ${}^6\text{Li}$  (б)



**Рис. 8.** Проекція верхньої гілки двовимірного  $\tau - t$  спектра на вісь  $E_{\tau}$ , отримана для  $\Theta_t = 21^\circ$  та  $\Theta_{\tau} = 20^\circ$  при енергії налітаючого пучка альфа-частинок 67,2 MeV. Криві  $E_{\tau t}$ ,  $E_{\tau n}$  – відносні енергії в парах  $\tau + t$  і  $t + n$ . Перший пік зумовлений утворенням і розпадом другого (світло-сіра пунктирна лінія) і третього (світло-сіра крапкова лінія) збуджених рівнів  ${}^4\text{He}$ . Послідовні штрих-подвійна пунктирна лінія вказує відносну енергію  $E_{tn}$  для аналізу внеску збудженого стану  ${}^4\text{H}^*$

хибка, отримана з двовимірних спектрів  $\tau t$ , беручи до уваги роздільну здатність детектора, роздільну здатність пучка, енергетичне розподілення в мішені, ефект диференціальної товщини мішені, кінематичну зміну від розміру плями пучка та розбіжність пучка, становить  $\sim 1,0\text{--}1,3$  MeV.

Отримані двовимірні ( $E_{\tau} \times E_t$ ) спектри містять інформацію не тільки про незв'язані збуджені рівні  ${}^6\text{Li}$ . Утворення трьох частинок в ядерній реакції можна трактувати як суму внесків послідовних двочастинкових взаємодій різних типів разом із внесками простого статистичного розпаду. Для взаємодії  ${}^3\text{H} + \alpha$  можливі такі способи утворення

трьох частинок  $\alpha + t + n$  у вихідному каналі:

$$\rightarrow \tau + {}^4\text{H} \rightarrow \tau + t + n + t \quad (14)$$

$$\rightarrow n + {}^6\text{L}^* \rightarrow n + \tau + t \quad (15)$$

$${}^3\text{H} + \alpha \rightarrow t + {}^4\text{He}^* \rightarrow t + \tau + n \quad (16)$$

$$\rightarrow n + \text{квази вільне } \tau - t \text{ розс.} \quad (17)$$

$$\rightarrow \tau + t + n, \quad (18)$$

де процеси (14)–(16) є механізмами подальших розпадів, при яких на першій стадії реакції утворюються ядра в незв'язаному основному стані ( ${}^4\text{H}$ ) та збуджених станах ( ${}^4\text{He}^*$  і  ${}^6\text{Li}^*$ ), а на другій стадії ці збуджені стани розпадаються відповідними парами кластерів; процес квазивільного розсіювання  $\tau - t$ -частинок [17] зумовлений віртуальним розпадом снаряда  $\alpha$ -частинки на  $\tau + n$  та реальною взаємодією між  $\alpha$ -частинкою та тритонною ( $t$ ) мішенню; інший останній механізм [18] – статистичний розпад трьох частинок. Прояв будь-якого квазидвочастинкового механізму залежить від кінематичних умов тричастинкової реакції. Тому двовимірні спектри, отримані для різних геометричних умов  $\tau t$ -збігів, були розглянуті для того, щоб знайти ті, в яких заселення збуджених станів  ${}^6\text{Li}$  зі структурою кластера  $\tau + t$  відбувається за відсутності резонансів  ${}^4\text{H}$  і  ${}^4\text{He}$  у відповідності відносної енергії  $n - t$  та  $\tau - n$ . Крім того, в нашому експерименті вибір кутів детектора частинок був зроблений з урахуванням високої щільності високо розташованих рівнів  ${}^6\text{Li}$ . Із аналізу верхньої гілки експериментального двовимірного спектра, найбільш оптимальними для виявлення та ідентифікації тритонів ( $t$ ) і  $\tau$ -частинок ( ${}^3\text{He}$ ) виявилася конфігурація кутів детекторів  $\Theta_{\tau} = 20^\circ$  і  $\Theta_t = 21^\circ$ . Отримані спектри інтерпретувалися за допомогою метода Монте-Карло.

Розрахунки реакції  $p(T, 12)3$  трьох тіл здійснюються за допомогою набору випадкових чисел, придатних для отримання збігів 1–2 з урахуванням величини енергії пучка та його дисперсії, товщини мішені, енергетичних втрат в мішені, розміру плями пучка на мішені, відстані детекторів від мішені та їх енергетичне розділення. З цією метою було розроблено програмне забезпечення: виходячи з реальних експериментальних умов реакції трьох тіл  $p(T, 12)3$ , воно здійснило спрощення процедури при аналізі спектрів з перерахунком двовимірних комірок випадкових подій [11].

Для подальшого аналізу експериментальних даних, верхні та нижні локуси кінематичних кривих двовимірних спектрів з реакції  ${}^3\text{H}(\alpha, \tau t)n$ , проєктуються на осі енергії частинок  $\tau$  та  $t$ . Ця процедура проводиться шляхом перерахунку  $\tau t$  двовимірних спектрів згаданої реакції за допомогою методу Монте-Карло, як описано в [11]. Вибраний двовимірний спектр  $\tau t$ -збігів, отриманий при падаючій енергії, що дорівнює 67,2 MeV, при кутах детекторів  $\Theta_\tau = 20^\circ$  та  $\Theta_t = 21^\circ$  був розділений на верхню та нижню гілки, використовуючи описаний вище метод (рис. 7, а), а верхня гілка цього локусу проєктується на енергетичну вісь  $\tau$ -частинок (рис. 8).

З рис. 7, б видно, що поведінка функції  $E_{\tau t}$  порівняно з  $E_\tau$  майже постійна з незначними коливаннями. Крім того, в проєкції двовимірного спектра, в діапазоні енергій  $E_\tau$  9–15 MeV, з'являється внесок від розпаду  ${}^4\text{He}$  на  $\tau - n$ . Внесок дають другий та третій збуджені рівні  ${}^4\text{He}$  з відповідними значеннями ширини, отримані значення відповідали приведеним в роботі [24].

Щодо формування ядра  ${}^4\text{H}$ , то не спостерігалось внесків подій, що належать до механізму реакції (14), у різних діапазонах енергій кінематичної кривої на  $(E_\tau, E_t)$  площині. На рис. 8 представлена проєкція на вісь  $E_\tau$  подій, що вносять внесок у верхню гілку кінематичної кривої. Можна спостерігати наявність п'яти добре розрізних піків завдяки утворенню та розпаду збуджених станів ядер  ${}^4\text{He}^*$  та  ${}^6\text{Li}^*$ . Смужки помилок враховують як статистичну похибку, так і кінцеву енергетичну роздільну здатність використуваної електронної системи. На цьому рисунку перший пік зумовлений внеском другого та третього збуджених станів  ${}^4\text{He}$ ; інші чотири піки пов'язані з збудженими станами  ${}^6\text{Li}$ . Для отримання енергій збудження та ширини рівнів, що нас цікавлять, ми маємо використовувати процедуру підгонки за формалізмом Брейт-Вігнера. Внески кожного окремого незв'язаного стану представлені пунктирною та штрих-пунктирною лініями. В експерименті енергія збудження рівнів  ${}^6\text{Li}$  становить  $E_{6\text{Li}} = E_{\tau t} + E_{\text{пор}}$  (де  $E_{\text{пор}}$  – поріг розпаду на  $\tau + t$ ),  $E_{\text{пор}} = 15,79$  MeV. Таким чином, отримано дві пари енергетичних параметрів для збуджених станів ядра  ${}^6\text{Li}$ :  $E_1 = (21,30 \pm 0,30)$  MeV з  $\Gamma_1 = (0,25 \pm 0,30)$  MeV і  $E_2 = (21,90 \pm 0,40)$  MeV з  $\Gamma_2 = (0,4 \pm 0,2)$  MeV.

Накаяма та ін. [24] шляхом дослідження реакції  $({}^3\text{H}, \alpha)$  виявили два  $t - \tau$  збуджених стани з енергіями збудження  $(18 \pm 0,5)$  MeV і  $(22 \pm 1)$  MeV та відповідними ширинами  $8 \pm 1$  MeV і  $5 \pm 1$  MeV, які ідентифікували як Р-стани, що належать до  ${}^3\text{P}$  та  ${}^1\text{P}$  оболонки. Інтервал в енергії збудження між двома рівнями Р в [24], становить близько 4 MeV, тоді як у моделі тринуклонних кластерів [25, 27] ця різниця становить 1 MeV. У нашому експерименті ми виявляємо з достатньою точністю два рівні  ${}^6\text{Li}$ , що належать до Р оболонки при  $E^*$  21,30 MeV та 21,90 MeV. Ці результати для двох дуже близьких рівнів  ${}^6\text{Li}$  узгоджуються зі значеннями рівнів, представлених у компіляції [1].

## 5. Висновки

Ця робота є узагальненням циклу досліджень ядра  ${}^6\text{Li}$  [8–10] з використанням вдосконаленого методу спектроскопії розпаду частинок [3, 4] і методу Монте-Карло для вивчення численних трьох і чотиричастинкових каналів реакцій, викликаних взаємодією  $\alpha$ -частинок з тритієм та  ${}^3\text{He}$  радіогенного походження, накопичених у титан-третієвих мішенях. Можна стверджувати, що кореляційний повний і неповний експерименти з вимірюванням двовимірних спектрів в площині енергій частинок, на які розпадається збуджений незв'язаний стан ядра, є потужним засобом дослідження короткоживучих збуджених станів легких ядер. Перевагою цього методу є можливість спостерігати енергетичні характеристики досліджуваних ядер вибираючи за допомогою кінематики саме ті ділянки фазового простору, де реалізуються умови утворення стану, який досліджується. Це виключає існування домішок від утворення та збудження станів інших ядер, як відбувається при вимірюванні інклюзивних спектрів.

Енергії збудження, отримані для перших 5 рівнів з енергіями збудження менше 6 MeV, збігаються з відповідними даними, поданими у компіляції [1, 2].

В енергетичному діапазоні енергії збудження ядра  ${}^6\text{Li}$  від 7 до 14 MeV вперше в результаті кінематично повного дослідження реакції  ${}^3\text{H}(\alpha, d\alpha)n$  [6] спостерігались нові три незв'язані збуджені рівні, які узгоджуються з теоретичними розрахунками [3–7], та з експериментальними дослідженнями інших авторів [16, 17].

Таблиця 3. Енергетичні параметри збуджених рівнів  ${}^6\text{Li}$

№	$E^*$ , MeB	$\Gamma$ , MeB
$E_\alpha = 27,2 \text{ MeV } {}^3\text{He}(\alpha, p\alpha)n {}^3\text{He} + \alpha \rightarrow p + {}^6\text{Li}^* \rightarrow \alpha + d$ [7]		
1	2,22(0,20)	0,20(0,15)
2	3,50(0,25)	–
3	4,44(0,30)	0,40(0,20)
4	5,15(0,25)	0,40(0,25)
5	5,85(0,30)	0,72(0,20)
$E_\alpha = 67,2 \text{ MeV } {}^3\text{H}(\alpha, d\alpha)n {}^3\text{H} + \alpha \rightarrow n + {}^6\text{Li}^* \rightarrow \alpha + d$		
6	8,80(0,15)	1,85(0,70)
7	11,30(0,40)	1,30(1,10)
8	13,50(0,40)	1,45(1,50)
$E_\alpha = 67,2 \text{ MeV } {}^3\text{H}(\alpha, t\tau)n {}^3\text{H} + \alpha \rightarrow n + {}^6\text{Li}^* \rightarrow \tau + t$ [8]		
9	21,30(0,30)	0,25(0,30)
10	21,90(0,40)	0,4(0,2)

Із дослідження реакції  ${}^3\text{H}(\alpha, \tau t)n$  при енергії альфа-частинок 67,2 MeB вперше виявлено два збуджених рівні  ${}^6\text{Li}$  з енергіями збудження 21,30 та 21,90 MeB [10], з кластерною структурою  ${}^3\text{He} + t$ , існування яких передбачалось в кінці 60-х років теоретичними розрахунками, виконаними Томсоном та Таном [29] в припущенні кластерної структури збуджених станів ядер  ${}^6\text{Li}$  та  ${}^6\text{He}$ .

Загалом, спостерігалось 10 збуджених станів ядра  ${}^6\text{Li}$ , в табл. 3 узагальнено та приведено результати наших експериментальних досліджень, присвячених вивченню структури спектра збудження, за допомогою кінематично-повних досліджень тричастинкових реакцій при взаємодії альфа-частинок з енергіями 27,2 та 67,2 MeB з ядрами тритію та  ${}^3\text{He}$ .

1. Ajzenberg-Selove. Energy levels of light nuclei  $A = 5-10$ . *Nucl. Phys. A* **490**, 1 (1988).
2. D.R. Tilley *et al.* Energy levels of light nuclei  $A = 5, 6, 7$ . *Nucl. Phys. A* **708**, 3 (2002).
3. D.C. Zheng *et al.* Large-basis shell model studies of light nuclei with a multivalued matrix effective interaction. *Phys. Rev. C* **52**, 2488 (1995).
4. P. Navratil, B.R. Barrett. No core shell model calculations with starting energy independent multivalued effective interactions. *Phys. Rev. C* **54**, 2986 (1996).
5. S.N. Ershov *et al.* Halo excitation of  ${}^6\text{He}$  in inelastic and charge-exchange reactions. *Phys. Rev. C* **56**, 1483 (1997).

6. B.V. Danilin, I.J. Thompson, J.S. Vaagen, M.V. Zhukov. Three-body continuum structure and response functions of halo nuclei (I):  ${}^6\text{He}$ . *Nucl. Phys. A* **632**, 383 (1998).
7. K. Kato, S. Aoyama, S. Mukai, K. Ikeda. Binding and excitation mechanisms of  ${}^6\text{He}$ ,  ${}^10\text{He}$  and  ${}^1\text{Li}$ . *Nucl. Phys. A* **29**, 588 (1995).
8. O.K. Gorpinich, O.M. Povoroznyk, O.O. Jachmenjov. Determination energy parameters of unbound states of  ${}^6\text{Li}$  to energy excitation 6 MeV. *Ukr. J. Phys.* **50** (4), 327 (2005).
9. O.K. Gorpinich, O.M. Povoroznyk, O.O. Jachmenjov. Investigation of excited levels of  ${}^6\text{Li}$  nucleus from the three-particle  ${}^3\text{H}(\alpha, d\alpha)n$  reaction. *Ukr. J. Phys.* **49** (1), 16 (2004).
10. O. Povoroznyk *et al.* High-lying  ${}^6\text{Li}$  levels at excitation energy of around 21 MeV. *J. Phys. Soc. Jpn* **80**, 094204 (2011).
11. O. Povoroznyk. Calculation of three-body reaction kinematic and data processing by using Monte-Carlo method. *Nucl. Phys. At. Energy* **8** (2), 131 (2007) [in Ukrainian].
12. O.K. Gorpinich, O.M. Povoroznyk.  $\alpha + t$  three-body reactions and excited levels of lightest nuclei. *Nucl. Phys. At. Energy* **1** (19), 53 (2007).
13. O.F. Nemets, V.V. Ostashko., A.M. Yasnogorodskii. Research of the 11–13-MeV excitation interval of the  ${}^7\text{Be}$  nucleus in  ${}^3\text{He}(\alpha, p_{0,1}){}^6\text{Li}$  reactions. *Pisma ZhETF* **32**, 451 (1980) (in Russian).
14. O.K. Gorpinich, O.M. Povoroznyk, Yu.S. Roznyuk, B.G. Struzhko. Investigation of the first excited level decay of  ${}^6\text{He}$  with  $\alpha + t$  interaction. *Nucl. Phys. At. Energy* **3** (5), 53 (2001).
15. A. Eskandarian, I.R. Afnan.  $\alpha$ -d resonances and the low-lying states of  ${}^6\text{Li}$ . *Phys. Rev. C* **46** (6), 2344 (1992).
16. T. Delbar, G. Gregoire, G. Paic.  ${}^6\text{Li}$  levels excited by the  ${}^9\text{Be}(p, \alpha)$  reaction at  $E_p = 30$  and 50 MeV. *Phys. Rev. C* **27**, 1887 (1983).
17. B. Jenny *et al.* Phase-shift analysis of  $d\alpha$  elastic scattering between 3 and 43 MeV. *Nucl. Phys. A* **397** (1), 61 (1983).
18. O.K. Горпинич и др. Исследование высоковозбужденных состояний ядер  ${}^5\text{He}$ ,  ${}^6\text{Li}$  и  $\alpha + t$  взаимодействие при  $E_\alpha = 67,2 \text{ МэВ}$ . *Изв. АН, сер. физ.* **103** (1), 64 (2000).
19. В.В. Зеркін та ін. Формування та діагностика пучка в кореляційних експериментах. Препр. /АН України; Ін-т ядерних досліджень **11**, 91 (1991).
20. O.K. Горпинич, O.M. Поворозник, Б.Г. Стружко, O.O. Ячменьов. Про визначення енергетичних параметрів в кореляційних експериментах. *УФЖ* **47** (12), 1185 (2002).
21. O.K. Горпинич, O.M. Поворозник, O.O. Ячменьов. Розрахунки енергетичної залежності світловиходу сцинтилятора NaJ(Tl) при реєстрації  $p, d, t, {}^3\text{He}$  та  ${}^4\text{He}$ . *Збірник наукових праць Інституту ядерних досліджень* **163**, №1 (7) (2002).
22. O.K. Горпинич, O.M. Поворозник, O.O. Ячменьов. Використання емпіричної залежності  $dE/dx \sim E^n/a$  для

- калібровки  $\Delta E - E$  спектрометрів. *Збірник наукових праць Інституту ядерних досліджень* **211**, №2 (8) (2002).
23. О.К. Горпинич та ін. Дослідження в кінематичному повному експерименті системи  $d + \alpha$  при енергії  $\alpha$ -частинок 27,2 МеВ. *УФЖ* **45** (3), 270 (2000).
  24. S. Nakayama *et al.* Trinucleon cluster structures in  ${}^6\text{Li}$  *Phys. Rev. C* **69**, 041304(R) (2004).
  25. D.R. Thompson, Y.C. Tang. Cluster structure of excited levels in He6 and Li6. *Phys. Rev. Lett.* **19**, 87 (1967).
  26. R. Vlastou *et al.* Scattering of polarised and unpolarised  ${}^3\text{He}$  by  ${}^3\text{H}$  and high excitation in  ${}^6\text{Li}$ . *Nucl. Rev. A* **292** (1), 29 (1977).
  27. H. Akimune *et al.* Di-triton molecular structure in  ${}^6\text{He}$ . *Phys. Rev. C* **67**, 051302(R) (2003).
  28. D.R. Tilley, H.R. Weller, G.M. Hale. Energy levels of light nuclei  $A = 4$ . *Nucl. Phys.* **541** (1), 1 (1992).
  29. D.R. Thompson, Y.C. Tang. Study of  ${}^3\text{H} + {}^3\text{H}$ ,  ${}^3\text{H} + {}^3\text{He}$  and  ${}^3\text{He} + {}^3\text{He}$  system with the resonating-group method. *Nucl. Phys. A* **106**, 591 (1968).

Одержано 19.09.24

*O.M. Povoznyuk, O.K. Gorpinich,  
Yu.S. Roznyuk, O.O. Jachmenjov*

$\alpha + t$  AND  $\alpha + {}^3\text{He}$  INTERACTIONS  
AND THE EXCITED-STATE SPECTRUM  
OF  ${}^6\text{Li}$  NUCLEUS

A kinematically complete analysis of the  ${}^3\text{He}(\alpha, p\alpha)d$  reaction on  ${}^3\text{He}$  nuclei of radiogenic origin accumulated in titanium-tritium targets, as well as the  ${}^3\text{H}(\alpha, d\alpha)n$  and  ${}^3\text{H}(\alpha, \tau t)n$  reactions on tritium nuclei accumulated on the same targets, has been carried out to study the excitation spectrum of  ${}^6\text{Li}$  nucleus at excitation energies  $E^* < 26$  MeV with the energies of accelerated alpha particles  $E_\alpha = 27.2$  and 67.2 MeV. Three unbound excited levels are observed in the excitation energy interval of  ${}^6\text{Li}$  nucleus from 7 to 16 MeV, as well as two excited levels of  ${}^6\text{Li}$  with excitation energies of 21.30 and 21.90 MeV, which are consistent with theoretical calculations, but were not reliably confirmed experimentally. The application of the particle decay spectroscopy method made it possible to eliminate some ambiguities in the energy parameters of the excited states of the  ${}^6\text{Li}$  nucleus.

*Keywords:*  ${}^6\text{Li}$ , three-particle reactions, two-dimensional coincidence spectrum,  $\alpha + t$  interaction,  $\alpha + {}^3\text{He}$  interaction.