

ПРОСТОРОВІ РОЗПОДІЛИ ТА ЙМОВІРНІСТЬ РОЗПАДУ  
ЗБУДЖЕНОГО СТАНУ  ${}^7\text{Li}^*(7,45 \text{ MeV})$  У РЕАКЦІЇ  ${}^7\text{Li}(\alpha, \alpha'{}^6\text{Li})n$

Ю. М. Павленко<sup>1</sup>, В. Л. Шаблов<sup>2</sup>, О. С. Бондаренко<sup>1,3</sup>, О. К. Горпинич<sup>1</sup>, В. М. Добріков<sup>1</sup>,  
Н. Л. Дорошко<sup>1</sup>, Ю. Я. Карлишев<sup>1</sup>, Ф. І. Карманов<sup>2</sup>, В. О. Кива<sup>1</sup>, І. М. Коломісць<sup>1</sup>,  
С. Є. Омельчук<sup>1</sup>, В. В. Осташко<sup>1</sup>, Ю. С. Рознюк<sup>1</sup>, Б. А. Руденко<sup>1</sup>, І. А. Тирас<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

<sup>2</sup>Інститут атомної енергетики, Обнінськ, Росія

<sup>3</sup>Національний університет імені Тараса Шевченка, Київ, Україна

У кінематично повних та неповних експериментах при енергії  $\alpha$ -частинок 27,2 MeV визначено диференціальні перерізи, що відповідають процесам збудження та розпаду резонансу  ${}^7\text{Li}^*(7,45 \text{ MeV})$  у канал  ${}^6\text{Li} + n$  у тричастинковій реакції  ${}^7\text{Li}(\alpha, \alpha'{}^6\text{Li})n$ . Застосування позиційно-чутливого детектора дало змогу отримати дані про просторові розподіли подій розпаду для всього діапазону можливих кутів та визначити повну ймовірність цього процесу, значення якої суттєво відрізняється від даних для бінарних реакцій. Цей результат узгоджується з отриманим раніше [1] і підтверджує теоретичні розрахунки [2] щодо розподілу гілок розпаду короткоживучих біляпорогових резонансів у тричастинкових реакціях.

Вступ

Згідно з оглядами [3, 4] збудження резонансного стану ядра  ${}^7\text{Li}^*(7,45 \text{ MeV})$  спостерігалось в багатьох реакціях, які можна розділити на дві основні групи – бінарні реакції, у вихідних каналах яких утворюється дві частинки, що є продуктами розпаду ізольованого резонансу, та реакції типу  $p + T \rightarrow k + {}^7\text{Li}^*$ , де ядро  ${}^7\text{Li}^*$  утворюється як енергетичний стан ядра віддачі. Реакції другого типу при енергіях збудження, що перевищують поріг розпаду ядра  ${}^7\text{Li}^*$  на  $\alpha$ -частинку та тритон (2,467 MeV), є тричастинковими. У таких реакціях, на відміну від бінарних, утворення та розпад ядер віддачі відбувається в присутності супутньої (третьої) частинки  $k$ , ядерне та кулонівське поле якої може впливати на процеси розпаду нестабільних станів ядер віддачі.

У випадку короткоживучих резонансів ( $\tau \sim 10^{-22}$ ) спостережувані в тричастинкових реакціях положення резонансних піків та їх ширин можуть суттєво відрізнятися від даних, отриманих у бінарних реакціях, що було пояснено розвинутою в [5 - 7] модифікованою теорією взаємодії в кінцевому стані з урахуванням впливу кулонівського та ядерного поля супутнього ядра на процес розпаду резонансів у багаточастинкових реакціях. Дана теорія передбачає зсув максимуму резонансного піка (зменшення резонансної енергії) та його розширення. Однак у випадку біляпорогових резонансів може спостерігатися також їх звуження, що було передбачено в [7]. У роботі [8] теоретично пояснено звуження резонансу  ${}^5\text{Li}^*(16,6 \text{ MeV})$ , яке спостерігалось в інклюзивних спектрах  $\alpha$ -частинок із реакції  ${}^6\text{Li}({}^3\text{He}, \alpha){}^5\text{Li}$  [9].

Для біляпорогових резонансів розроблена в [5 - 8] теорія передбачає також зміну співвідношення ймовірностей розпаду по різних каналах.

Експериментально цей ефект спостерігався при дослідженні розпаду в канал  $d + t$  другого збудженого стану ядра  ${}^5\text{He}^*(16,75 \text{ MeV})$  у реакції  ${}^7\text{Li}(d, \alpha){}^5\text{He}^*$  [10] та резонансу  ${}^7\text{Li}^*(7,45 \text{ MeV})$  в канал  ${}^6\text{Li} + n$  у реакції  ${}^7\text{Li}(\alpha, \alpha'){}^7\text{Li}^*$  [1]. Згідно з методом, запропонованим у [11], ймовірність розпаду резонансів  ${}^7\text{Li}^*$ ,  ${}^5\text{He}^*$  в [1, 10] визначалась із відношення диференціальних перерізів реакцій, що вимірювалися в кінематично повних та неповних експериментах.

У роботі [1] кореляції непружно розсіяних  $\alpha$ -частинок з ядрами  ${}^6\text{Li}$  з розпаду  ${}^7\text{Li}^*(7,45 \text{ MeV}) \rightarrow {}^6\text{Li} + n$  вимірювались при фіксованому куті реєстрації  $\alpha$ -частинок та різних кутах реєстрації ядер  ${}^6\text{Li}$  навколо напрямку руху центра інерції ядра  ${}^7\text{Li}^*(7,45 \text{ MeV})$  у діапазоні  $\Delta\Theta_{6\text{Li}} \sim 12^\circ$  для кожного з трьох значень кутів  $\phi_{6\text{Li}} = -6^\circ; 0^\circ; 3,3^\circ$  ( $\Delta\phi_{6\text{Li}} \sim 9^\circ$ ). Такий кутовий діапазон реєстрації ядер  ${}^6\text{Li}$  охоплює всі можливі кути розпаду  $\Theta_{6\text{Li}}$  та більшу частину можливих кутів  $\phi_{6\text{Li}}$ . На підставі того, що сумарний ефективний тілесний кут реєстрації ядер  ${}^6\text{Li}$  з розпаду  ${}^7\text{Li}^*$  відносно повного тілесного кута в системі центра мас цього резонансу був достатньо великим ( $\Delta\Omega_{6\text{Li}}/4\pi \sim 0,5$  для кожного зі значень  $\phi_{6\text{Li}}$ ), авторами [1] з отриманих експериментальних даних визначено повну ймовірність розпаду  ${}^7\text{Li}^*(7,45 \text{ MeV}) \rightarrow {}^6\text{Li} + n$ . Для цього диференціальний переріз реакції  ${}^7\text{Li}(\alpha, \alpha'{}^6\text{Li})n$ , що відповідає розпаду в усьому діапазоні можливих кутів  $\Omega_{6\text{Li}}$ , визначався з урахуванням ефективності реєстрації (ефективного тілесного кута), яка розраховувалась у наближенні ізотропного розпаду.

Оскільки відомо, що розпад резонансу зі спіном  $J^\pi = 5/2^-$  (саме такий спін має стан  ${}^7\text{Li}^*(7,45 \text{ MeV})$  [4]) не може бути ізотропним, необхідно детальніше дослідити просторові розпо-

діли розпаду цього стану в канал  ${}^6\text{Li} + n$  з метою з'ясування впливу анізотропії розпаду на результати визначення повної ймовірності процесу на основі експериментальних даних, отриманих у межах неповного тілесного кута  $\Omega_{6\text{Li}}$ . Для цього в даній роботі диференціальні перерізи реакції  ${}^7\text{Li}(\alpha, \alpha){}^6\text{Li}n$  ( $E_\alpha = 27,2$  MeV), отримані в [1], аналізуються з розділенням внесків верхньої та нижньої кінематичних гілок, що відповідають розпаду в передню та задню півсферу кутів у системі центра мас збудженого стану  ${}^7\text{Li}^*(7,45$  MeV). Аналізуються також нові дані, отримані для повного тілесного кута розпаду ядра  ${}^7\text{Li}^*(7,45$  MeV) у реакції  ${}^7\text{Li}(\alpha, \alpha){}^6\text{Li}n$ .

### Експеримент

Методику вимірювань та аналізу багатопараметричних подій, що реєструвалися в кінематично повних та неповних експериментах при дослідженні тричастинкової реакції  ${}^7\text{Li}(\alpha, \alpha){}^6\text{Li}n$  при енергії  $\alpha$ -частинок, прискорених на циклотроні

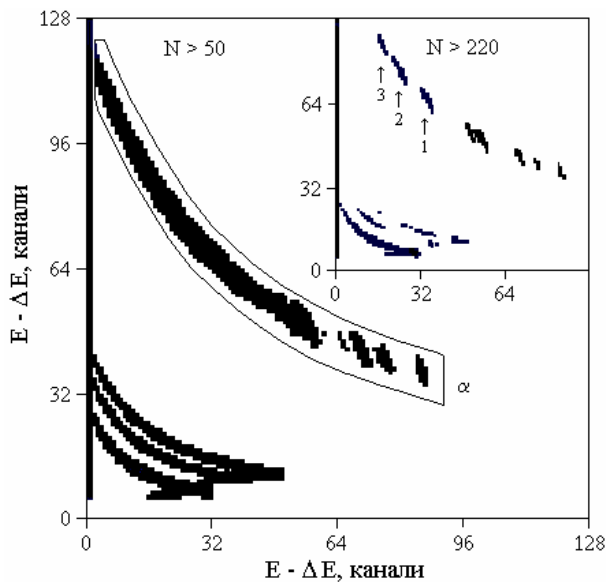


Рис. 1. ΔE - E-спектр продуктів взаємодії  $\alpha$ -частинок з ядрами мішені LiF(Ni). Кут реєстрації –  $\Theta = 44^\circ$  ( $\varphi = 180^\circ$ ). Для кращої ілюстрації внесків процесів збудження резонансів ядер віддачі  ${}^7\text{Li}^*$  в реакції  ${}^7\text{Li}(\alpha, \alpha){}^7\text{Li}^*$  у верхньому кутку справа показано спектр із порогом  $N > 220$  ( $N$  – кількість подій в одному каналі двовимірного розподілу). Групи подій, позначені цифрами, відповідають внескам резонансів  ${}^7\text{Li}^*$  з енергією збудження: 1 – 4,63 MeV; 2 – 6,68 MeV; 3 – 7,45 MeV.

Новим елементом даного експерименту був напівпровідниковий позиційно-чутливий детектор (ПЧД) [13], що використовувався для реєстрації ядер  ${}^6\text{Li}$  з розпаду резонансу  ${}^7\text{Li}^*(7,45$  MeV) у канал  ${}^6\text{Li} + n$ . Апертура детектора визначалась діафрагмою прямокутної форми з розмірами  $6,0 \times 43$  мм<sup>2</sup>. Детектор було встановлено на одну

У-120 ІЯД НАН України до енергії  $E_\alpha = 27,2$  MeV, детально викладено в [1, 12].

Реєстрація непружно розсіяних  $\alpha$ -частинок здійснювалась за допомогою телескопа ΔE- та E-детекторів із тілесним кутом  $\Omega = 0,76 \cdot 10^{-3}$  ср. На рис. 1 показано ΔE - E-спектр продуктів взаємодії  $\alpha$ -частинок з ядрами мішені, виготовленої напилюванням LiF з природним вмістом  ${}^7\text{Li}$  (92,6 %) на нікелеву підкладку товщиною  $\sim 80$  мкг/см<sup>2</sup>. Як видно з рис. 1, внески процесу збудження станів ядра віддачі  ${}^7\text{Li}^*$  в розподіл подій, що відповідають  $\alpha$ -частинкам, маскуються неперервним „фоном”, зумовленим реєстрацією  $\alpha$ -частинок із розпаду резонансів  ${}^7\text{Li}^*$  та інших ядер, які утворюються в супутніх каналах реакцій, зокрема ядра  ${}^8\text{Be}$  в реакції  ${}^7\text{Li}(\alpha, t){}^8\text{Be}$ . Чітко внески резонансів  ${}^7\text{Li}^*$  можна спостерігати в інклюзивному спектрі  $\alpha$ -частинок (рис. 2), отриманому в результаті відбору відповідних подій в ΔE - E-спектрі та сумування амплітуд сигналів з ΔE- та E-детекторів.

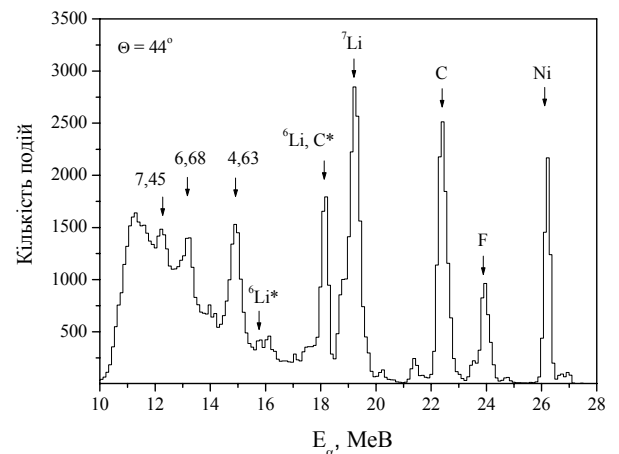


Рис. 2. Енергетичний спектр  $\alpha$ -частинок з реакції  ${}^7\text{Li}(\alpha, \alpha)$ ,  $\Theta = 44^\circ$ ,  $\varphi = 180^\circ$ . Стрілками показано енергії  $\alpha$ -частинок, які відповідають внескам пружного та непружного розсіяння цих частинок ядрами  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Li}$ ,  ${}^{12}\text{C}$ ,  ${}^{19}\text{F}$  та Ni. Цифрами показано енергії збудження ядра  ${}^7\text{Li}$ .

з рухомих платформ реакційної камери на відстані 190 мм від мішені таким чином, щоб центр детектора відповідав куту  $\varphi = 0^\circ$  (тобто був у площині реакції), а його апертура вздовж вертикалі камери ( $\Delta h = \pm 21,5$  мм) охоплювала всі можливі кути  $\Delta\phi_{6\text{Li}}$ . Геометрія вимірювань ілюструється на рис. 3, де показано змодельований для

площини детектора просторовий розподіл подій реєстрації ядер  ${}^6\text{Li}$  з розпаду  ${}^7\text{Li}^*(7,45 \text{ MeV}) \rightarrow {}^6\text{Li} + n$  та апертуру детектора, встановленого під кутом  $\Theta = 42^\circ$ .

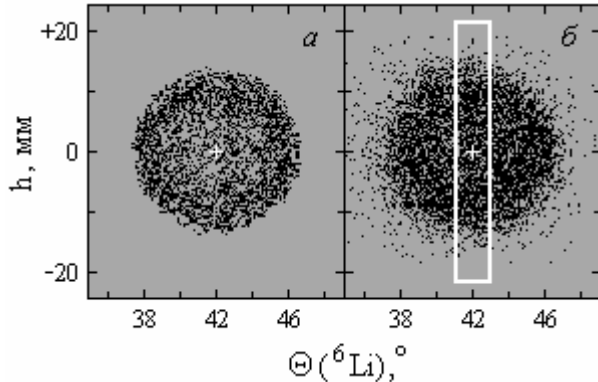


Рис. 3. Розподіл подій реєстрації ядер  ${}^6\text{Li}$  з розпаду  ${}^7\text{Li}^*(7,45 \text{ MeV})$  в реакції  ${}^7\text{Li}(\alpha, \alpha{}^6\text{Li})n$ , змодельований за методом Монте-Карло для площини ПЧД, встановленого на відстані 190 мм від мішені під кутом  $\Theta = 42^\circ$ , що відповідає напрямку руху центра інерції  ${}^7\text{Li}^*(7,45 \text{ MeV})$  при реєстрації непружно розсіяних  $\alpha$ -частинок під кутом  $\Theta_\alpha = 44^\circ$ . Розрахунок без врахування розкиду енергії пучка  $\alpha$ -частинок та його розміру на мішені, товщини мішені, енергетичної роздільної здатності та ширини стану  $\Gamma = 0$  (а). Розрахунок для реальних умов вимірювань та  $\Gamma = 89 \text{ keV}$  [4] (б). Білою лінією показано апертуру ПЧД.

Енергетичне калібрування ПЧД здійснювалось за допомогою реєстрації під різними кутами спектрів  $\alpha$ -частинок, розсіяних ядрами  ${}^7\text{Li}$  та ядрами домішок мішені (Ni, F, C), а також спектрів збігів  $\alpha$ -частинок з ядрами віддачі  ${}^7\text{Li}$ . Для визначення координати (h) попадання продуктів реакцій у ПЧД виконувались калібрувальні вимірювання з діафрагмою, що містила 14 отворів прямокутної форми з кроком  $\Delta h = 3 \text{ мм}$  (між 7 та 8 отворами  $\Delta h = 5 \text{ мм}$ ). Розмір отворів уздовж координати h становив 1 мм.

Детальний опис ПЧД та результати його використання для досліджень реакцій з важкими іонами наведено в [13 - 15]. Конструкція ПЧД забезпечує визначення енергії частинок та координати їх попадання вздовж детектора (у даному випадку координати h). З одного кінця детектора знімається сигнал, пропорційний енергії (E), а з другого – пропорційний добутку  $E \cdot h$ . Приклад двовимірного спектра цих сигналів з ПЧД, перед чутливою поверхнею якого встановлювалась калібрувальна діафрагма, наведено на рис. 4, а. При визначенні просторових розподілів зареєстрованих частинок використовувались спектри, для зручності трансформовані в координати E - h (див. рис. 4, б). На рис. 4, в показано проекцію на вісь h області спектра, наведеного на рис. 4, б, що відповідає діапазону енергій ядер  ${}^6\text{Li}$  з розпа-

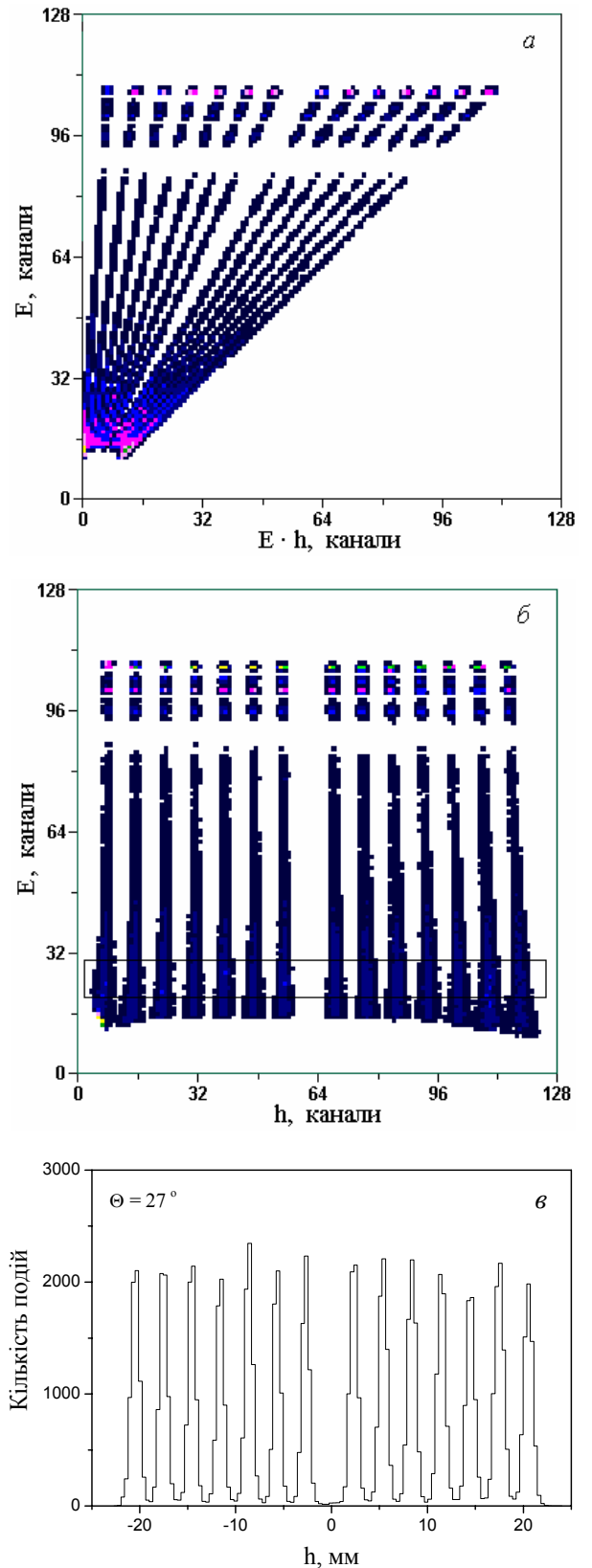


Рис. 4. Двовимірний спектр у координатах E - E · h, отриманий при реєстрації під кутом  $\Theta = 27^\circ$  продуктів взаємодії  $\alpha$ -частинок з ядрами LiF(Ni) за допомогою ПЧД з калібрувальною діафрагмою (а), та результат перетворення цього спектра в координати E - h (б). Проекція області спектра, позначеної лінією на рис. 4, б, на вісь h (в).

ду  ${}^7\text{Li}^*(7,45 \text{ MeV})$  у реакції  ${}^7\text{Li}(\alpha, \alpha^6\text{Li})n$  за умови реєстрації  $\alpha$ -частинок під кутом  $\Theta = 44^\circ$ . Положення піків на рис. 4, в розраховано згідно з геометрією калібрувальної діафрагми.

### Визначення ймовірності збудження резонансу ${}^7\text{Li}^*(7,45 \text{ MeV})$

Ймовірність збудження стану ядра  ${}^7\text{Li}^*(7,45 \text{ MeV})$  у реакції  ${}^7\text{Li}(\alpha, \alpha^7\text{Li}^*)$  визначалась добре відомим методом інтегрування по енергії внеску цього стану в інклюзивний спектр непружно розсіяних  $\alpha$ -частинок. Диференціальний переріз

$$\frac{d\sigma_{exc}}{d\Omega_\alpha} = \int \frac{d^2\sigma}{d\Omega_\alpha dE_\alpha} dE_\alpha, \quad (1)$$

визначений зі спектра  $\alpha$ -частинок, що реєструвались під кутом  $\Theta_\alpha = 44^\circ$  ( $\varphi_\alpha = 180^\circ$ ), характеризує ймовірність збудження резонансу  ${}^7\text{Li}^*(7,45 \text{ MeV})$ , центр інерції якого згідно з кінематикою реакції  ${}^7\text{Li}(\alpha, \alpha^7\text{Li}^*)$  повинен рухатись під кутом  $\Theta_{7\text{Li}^*} = 41,9^\circ$  ( $\varphi_{7\text{Li}^*} = 0^\circ$ ).

Фрагмент інклюзивного спектра  $\alpha$ -частинок ( $\Theta_\alpha = 44^\circ$ ) в області збудження станів ядра  ${}^7\text{Li}^*(4,63; 6,68; 7,45 \text{ MeV})$  наведено на рис. 5. Як і в [1], аналіз спектра здійснювався з урахуванням процесів збудження вказаних станів ядер віддачі  ${}^7\text{Li}^*$  та “фонових” процесів  $\alpha$ -розпаду цих резонансів  ${}^7\text{Li}^*$ , а також  ${}^8\text{Be}^*$  в реакції  $\alpha + {}^7\text{Li} \rightarrow t + {}^8\text{Be}^* \rightarrow t + \alpha + \alpha$  та  ${}^5\text{He}$  в реакції  $\alpha + {}^7\text{Li} \rightarrow {}^6\text{Li} + {}^5\text{He} \rightarrow {}^6\text{Li} + \alpha + n$ . Детальніше процедуру аналізу інклюзивних спектрів продуктів тричастинкових реакцій викладено в [16, 17]. Оскільки сумарна енергетична роздільна здатність реєстрації  $\alpha$ -частинок у даному експерименті (див. [1]) перевищувала значення ширин резонансів  ${}^7\text{Li}^*(4,63 \text{ MeV})$  та  ${}^7\text{Li}^*(7,45 \text{ MeV})$  (див. [3, 4]), енергетичні розподіли, що відповідають внескам цих станів, розраховувались за методом Монте-Карло з урахуванням розкиду енергії та просторового розподілу пучка бомбардуючих ядер, товщини мішені, апертури та енергетичної роздільної здатності детекторів.

Слід зазначити, що визначені з аналізу спектра положення резонансів  ${}^7\text{Li}^*(7,45 \text{ MeV})$  і  ${}^7\text{Li}^*(4,63 \text{ MeV})$  у межах похибок ( $\Delta E^* = 0,03 \text{ MeV}$ ) відповідають значенням, наведеним у компіляційних роботах [3, 4], а для третього збудженого стану ядра  ${}^7\text{Li}$  отримано значення енергії збудження  $E^* = (6,52 \pm 0,03) \text{ MeV}$ . Це значення узгоджується з результатами аналізу спектрів, що вимірювалися під іншими кутами (див. [1]), і відрізняється від наведених у [3, 4] даних на величину  $\Delta E^* = -(0,160 \pm 0,03) \text{ MeV}$ .

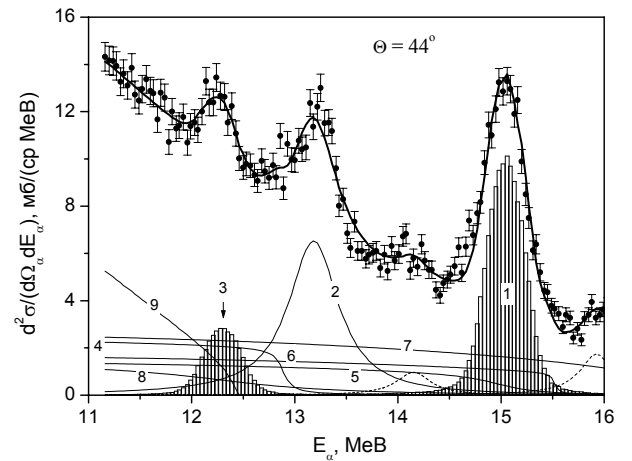


Рис. 5. Фрагмент енергетичного спектра  $\alpha$ -частинок із реакції  $\alpha + {}^7\text{Li} \rightarrow \alpha + {}^7\text{Li}^*$  ( $E_\alpha = 27,2 \text{ MeV}$ ,  $\Theta_\alpha = 44^\circ$ ). 1 - 3 – внески збудження ядер віддачі  ${}^7\text{Li}^*$  з енергіями збудження 4,63; 6,68; 7,45 MeV відповідно. Штрихові лінії без позначень – внески збудження ядра  ${}^6\text{Li}^*(2,18; 4,3 \text{ MeV})$ . 4 - 9 – внески процесів розпаду станів  ${}^7\text{Li}^* \rightarrow \alpha + t$ ,  ${}^8\text{Be}^* \rightarrow \alpha + \alpha$  та  ${}^5\text{He} \rightarrow \alpha + n$  у реакціях  $\alpha + {}^7\text{Li} \rightarrow \alpha + {}^7\text{Li}^*$ ,  $\alpha + {}^7\text{Li} \rightarrow t + {}^8\text{Be}^*$  та  $\alpha + {}^7\text{Li} \rightarrow {}^6\text{Li} + {}^5\text{He}$ : 4 –  ${}^7\text{Li}^*(4,63 \text{ MeV})$ ; 5 –  ${}^7\text{Li}^*(6,68 \text{ MeV})$ ; 6 –  ${}^7\text{Li}^*(7,45 \text{ MeV})$ ; 7 –  ${}^7\text{Li}^*(9,67 \text{ MeV})$ ; 8 –  ${}^8\text{Be}^*(3,0 \text{ MeV})$ ; 9 –  ${}^5\text{He}_{oc}$

Розрахунки [18] у рамках теорії багаточастинкових ядерних реакцій [5 - 7] показують, що такий зсув положення цього короткоживучого резонансу ( $\Gamma \sim 0,9 \text{ MeV}$ ) порівняно з даними для бінарних реакцій зумовлено впливом кулонівського поля супутньої  $\alpha$ -частинки.

### Визначення повної ймовірності розпаду резонансу ${}^7\text{Li}^*(7,45 \text{ MeV})$

Згідно з [11] ймовірність розпаду резонансу  ${}^7\text{Li}^*(7,45 \text{ MeV})$  у канал  ${}^6\text{Li} + n$  можна визначити з відношення диференціальних перерізів реакції  ${}^7\text{Li}(\alpha, \alpha^6\text{Li})n$ :

$$P({}^6\text{Li} + n) = \frac{d\sigma_{dec}}{d\Omega_\alpha} \bigg/ \frac{d\sigma_{exc}}{d\Omega_\alpha}, \quad (2)$$

де переріз

$$\frac{d\sigma_{dec}}{d\Omega_\alpha} = \int \frac{d^2\sigma}{d\Omega_\alpha d\Omega_{6\text{Li}}} d\Omega_{6\text{Li}} \quad (3)$$

є результатом інтегрування в межах всіх можливих кутів розпаду  $\Omega_{6\text{Li}}$  двічі диференціальних перерізів

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_\alpha d\Omega_{6\text{Li}}} = \int \frac{d^3\sigma}{d\Omega_\alpha d\Omega_{6\text{Li}} dE_\alpha} dE_\alpha, \quad (4)$$

які, у свою чергу, отримують з трічі диференціальних перерізів (кореляційних енергетичних спектрів  $\alpha$ -частинок або ядер  ${}^6\text{Li}$ )

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_\alpha d\Omega_{6\text{Li}} dE_\alpha}, \frac{d^3\sigma}{d\Omega_\alpha d\Omega_{6\text{Li}} dE_{6\text{Li}}} \quad (5)$$

Перерізи (5) визначаються з перерізів

$$\frac{d^4\sigma}{d\Omega_\alpha dE_\alpha d\Omega_{6\text{Li}} dE_{6\text{Li}}} \quad (6)$$

інтегруванням за енергією  $E_{6\text{Li}}$  або  $E_\alpha$  в області дозволених законами збереження енергії та імпульсу значень [19].

Розрахунки диференціальних перерізів (6), що вимірювалися в кінематично повних експериментах для реакцій  ${}^7\text{Li}(\alpha, \alpha^6\text{Li})n$ ,  ${}^7\text{Li}(\alpha, \alpha\alpha)t$  та  ${}^7\text{Li}(\alpha, \alpha t)\alpha$ , наведено на рис. 6. Для оцінки меж

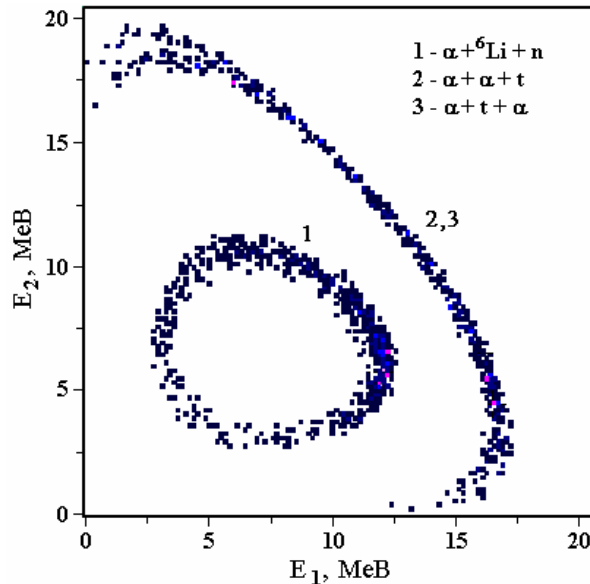


Рис. 6. Розрахунки за методом Монте-Карло диференціальних перерізів (6) для механізму утворення трьох незв'язаних частинок у вихідних каналах реакцій  ${}^7\text{Li}(\alpha, \alpha^6\text{Li})n$ ,  ${}^7\text{Li}(\alpha, \alpha\alpha)t$  та  ${}^7\text{Li}(\alpha, \alpha t)\alpha$  ( $E_\alpha = 27,2$  MeB,  $\Theta_1 = 44^\circ$ ,  $\Theta_2 = 38^\circ$ ,  $\varphi_1 = 180^\circ$ ,  $\varphi_2 = 0^\circ$ ).

Для подальшого аналізу використовувалися перерізи (5), які отримували інтегруванням експериментальних перерізів (6) в енергетичних межах, визначених Монте-Карло розрахунками (див. рис. 6 і 7). На рис. 8 показано приклад перерізу (5), отриманого вказаним способом зі спектра, наведеного на рис. 7, б. Монте-Карло розрахунок внеску стану  ${}^7\text{Li}^*(7,45$  MeB) в експериментальний переріз показано на рис. 8 у вигляді

інтегрування перерізів (6) розрахунки виконано за методом Монте-Карло в припущенні механізму, що відповідає статистичному процесу утворення трьох незв'язаних частинок у вихідних каналах вказаних реакцій та з урахуванням усіх вищезгаданих умов вимірювань. Подібні розрахунки для механізму утворення та розпаду резонансів ядра  ${}^7\text{Li}$  з енергіями збудження  $E^* = 4,63; 6,68; 7,45$  MeB наведено на рис. 7, а. На рис. 7, б показано відповідні перерізи, отримані в експерименті. З рис. 7, б видно, що в експериментальних розподілах домінуючими є внески розпаду збуджених станів  ${}^7\text{Li}^*(7,45$  MeB)  $\rightarrow$   ${}^6\text{Li} + n$  та  ${}^7\text{Li}^*(4,63$  MeB)  $\rightarrow$   $\alpha + t$ . Помітного внеску розпаду  ${}^7\text{Li}^*(7,45$  MeB) у канал  $\alpha + t$  в усіх експериментальних спектрах не спостерігалося, що зумовлено значно більшим значенням повного тілесного кута в лабораторній системі координат для цього каналу розпаду порівняно з каналом  ${}^6\text{Li} + n$ .

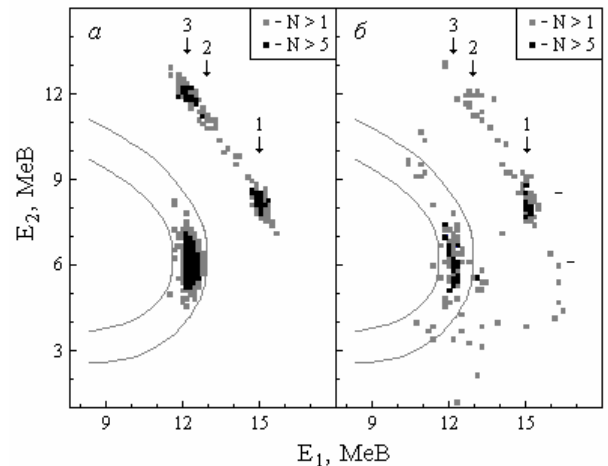


Рис. 7. Диференціальні перерізи (6) реакцій  ${}^7\text{Li}(\alpha, \alpha^6\text{Li})n$ ,  ${}^7\text{Li}(\alpha, \alpha\alpha)t$  та  ${}^7\text{Li}(\alpha, \alpha t)\alpha$  ( $E_\alpha = 27,2$  MeB,  $\Theta_1 = 44^\circ$ ,  $\Theta_2 = 38^\circ$ ,  $\varphi_1 = 180^\circ$ ,  $\varphi_2 = 0^\circ$ ), розраховані за методом Монте-Карло для механізму утворення та розпаду резонансів ядра  ${}^7\text{Li}$  з енергіями збудження  $E^*$ : 1 – 4,63; 2 – 6,68; 3 – 7,45 MeB (а). Диференціальні перерізи (6), отримані в експерименті (б). Лініями показано межі інтегрування перерізів (6) (див. рис. 6).

гістограми. Інтегруванням перерізів (5) по енергії  $\alpha$ -частинок в області внеску стану  ${}^7\text{Li}^*(7,45$  MeB) визначалися двічі диференціальні перерізи (4), відношення яких до перерізу збудження цього стану (1) використовувалися для побудови кутового розподілу ймовірності розпаду  ${}^7\text{Li}^*(7,45$  MeB)  $\rightarrow$   ${}^6\text{Li} + n$  (рис. 9).

У загальних рисах кутовий розподіл, наведений на рис. 9, відповідає розподілам, отриманим в

[1] за умов вимірювань у межах неповного тілесного кута розпаду  $\Omega_{6\text{Li}}$ . Згідно з виразами (3) і (2) з кутового розподілу визначено повну ймовірність

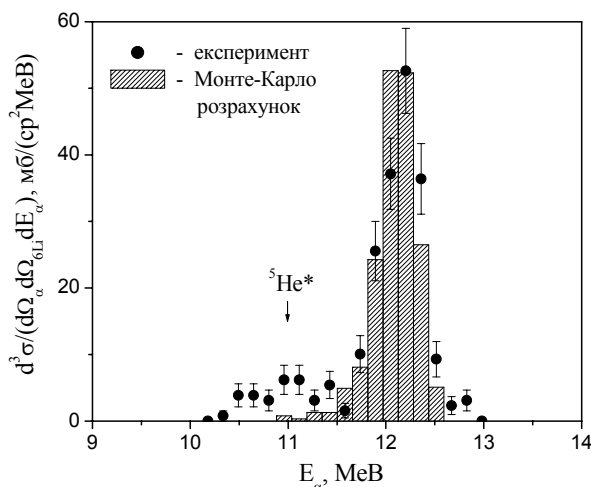


Рис. 8. Диференціальний переріз (5) реакції  ${}^7\text{Li}(\alpha, \alpha'{}^6\text{Li})n$  ( $E_\alpha = 27,2$  MeV,  $\Theta_1 = 44^\circ$ ,  $\Theta_2 = 38^\circ$ ,  $\varphi_1 = 180^\circ$ ,  $\varphi_2 = 0^\circ$ ). Гістограма – розрахунок внеску резонансу  ${}^7\text{Li}^*(7,45$  MeV). Стрілкою позначено можливий внесок першого збудженого стану  ${}^5\text{He}^*$ .

### Кутові розподіли ймовірності розпаду

#### Вимірювання з ПЧД

Застосування ПЧД у даному експерименті дозволило визначити залежність перерізів (4) не тільки від полярного кута  $\Theta_{6\text{Li}}$  (див. рис. 9), але й від азимутального кута  $\varphi_{6\text{Li}}$  (координати  $h$ ) у межах усіх дозволених кінематикою реакції  ${}^7\text{Li}(\alpha, \alpha'{}^6\text{Li})n$  значень. Відповідні розподіли, отримані для кожного з кутів  $\Theta_{6\text{Li}}$ , наведено на рис. 10. Оскільки залежність  $\varphi_{6\text{Li}}(h)$  не є лінійною, для спрощення розрахунків розподіли наведено в шкалі координати  $h$ , для визначення якої виконувались калібрувальні вимірювання (див. рис. 4). Аналіз значень ширин на половині висоти піків (рис. 4,  $\epsilon$ ), які відповідають реєстрації подій з апертурою діафрагм  $\Delta h = 1$  мм, показав, що просторова роздільна здатність вимірювань з ПЧД є не гіршою 1 мм.

З огляду на низьку статистичну точність розподілів (4), отриманих з кроком  $\Delta h = 1,1$  мм, що відповідає кроку  $\Delta\varphi_{6\text{Li}} = 0,3^\circ$  в області  $\varphi_{6\text{Li}} \sim 0^\circ$ , на рис. 10 показано також розподіли з кроком  $\Delta h = 3,3$  мм ( $\Delta\varphi_{6\text{Li}} = 0,9^\circ$ ). З розподілів для кутів  $\Theta_{6\text{Li}} = 40 - 44^\circ$ , які відповідають центральній частині конусу розпаду, видно, що залежність перерізів (4) від кута  $\varphi_{6\text{Li}}$  є анізотропною. Аналіз отриманих розподілів показав, що при збільшенні кроку  $\Delta h$  (тілесного кута  $\Delta\varphi_{6\text{Li}}$ ) їх форма стає подібною до розподілів від кута  $\Theta_{6\text{Li}}$  (див. рис. 9 та дані роботи [1]).

розпаду  ${}^7\text{Li}^*(7,45$  MeV) у канал  ${}^6\text{Li} + n$ , значення якої  $P({}^6\text{Li} + n) = 0,56 \pm 0,03$  в межах похибок узгоджується з отриманим в [1] ( $0,49 \pm 0,06$ ).

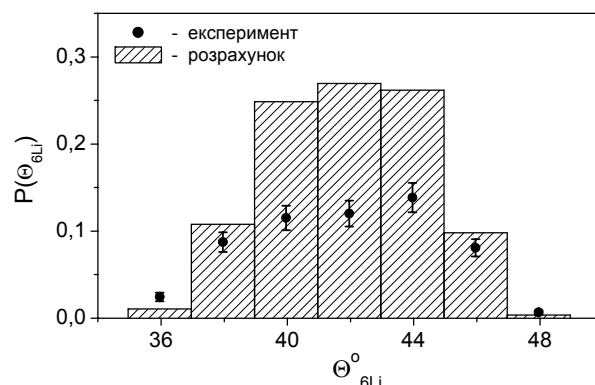


Рис. 9. Кутовий розподіл імовірності розпаду  ${}^7\text{Li}^*(7,45$  MeV)  $\rightarrow {}^6\text{Li} + n$ , визначений з експериментальних значень перерізів (4), що вимірювалися в межах повного тілесного кута ПЧД. Гістограма – Монте-Карло розрахунок ефективності реєстрації ядер  ${}^6\text{Li}$  за умови, що повна ймовірність розпаду  $P({}^6\text{Li} + n) = 1$ .

Просторовий розподіл подій розпаду  ${}^7\text{Li}^*(7,45$  MeV) у канал  ${}^6\text{Li} + n$  у шкалі значень імовірностей розпаду наведено на рис. 11, з якого видно, що розподіл має симетричну (подібну до кільця) форму з центром, який відповідає напрямку руху центра інерції резонансу  ${}^7\text{Li}^*(7,45$  MeV).

#### Кутові розподіли в системі центра мас ${}^7\text{Li}^*(7,45$ MeV)

Подібність отриманих в [1] і даній роботі кутових розподілів перерізів (4) з розрахунками ефективності реєстрації вказує на те, що ці анізотропні по суті розподіли стають близькими до „ізотропних” завдяки великому тілесному куту реєстрації ядер  ${}^6\text{Li}$  з розпаду резонансу  ${}^7\text{Li}^*(7,45$  MeV). Для перевірки цього припущення експериментальні дані роботи [1] проаналізовано з розділенням внесків верхньої та нижньої гілок розпаду, які відповідають двом розв'язкам кінематичного рівняння ([19]). Для цього за методом Монте-Карло генерувались спектри, що відповідають реєстрації ядер  ${}^6\text{Li}$  з розпаду вказаного резонансу в передню (верхню гілку) та задню (нижню) півсферу кутів у системі центра мас резонансу. Експериментальні спектри (рис. 12) апроксимувались розрахованими розподілами за методом найменших квадратів.

Отриманий кутовий розподіл розділених перерізів розпаду  ${}^7\text{Li}^*(7,45$  MeV) у канал  ${}^6\text{Li} + n$  у лабораторній системі координат наведено на

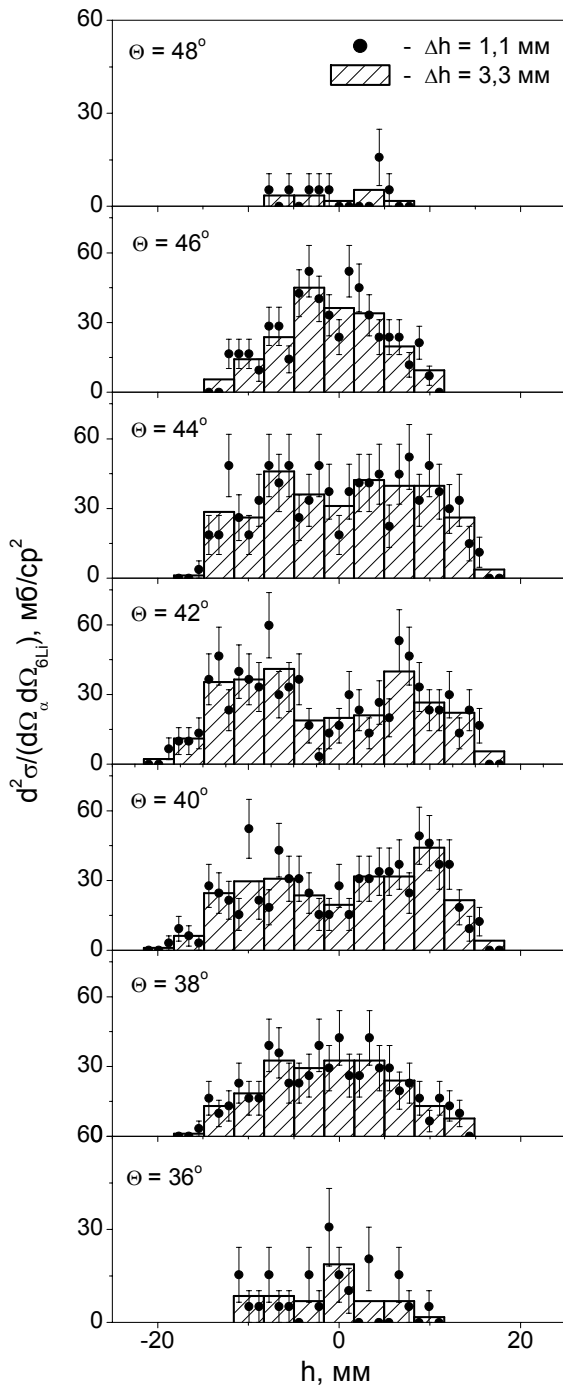


Рис. 10. Залежність диференціальних перерізів (4) від координати реєстрації ядер  ${}^6\text{Li}$  за допомогою ПЧД ( $h(\varphi_{6\text{Li}})$ ) для кожного зі значень кута  $\Theta_{6\text{Li}}$  (див. рис. 9).

рис. 13. Для переходу в систему центра інерції ядра, що розпадається, необхідно врахувати якобіан переходу, який у даному випадку є обернено пропорційним ефективному тілесному куту (ефективності реєстрації). Перерізи, нормовані на значення ефективного тілесного кута реєстрації, зображено на рис. 14, з якого видно, що кутовий розподіл процесу розпаду  ${}^7\text{Li}^* \rightarrow {}^6\text{Li} + n$  є близьким до ізотропного, що зумовлено значним ефективним тілесним кутом вимірювань.

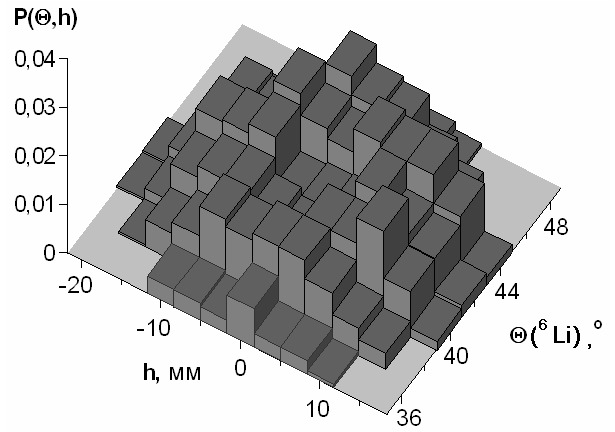


Рис. 11. Просторовий розподіл імовірності розпаду резонансу  ${}^7\text{Li}^*(7,45 \text{ MeV})$  у канал  ${}^6\text{Li} + n$  у реакції  ${}^7\text{Li}(\alpha, {}^6\text{Li})n$ . Напрямок руху центра інерції  ${}^7\text{Li}^*(7,45 \text{ MeV})$  відповідає значенням  $\Theta_{6\text{Li}} = 42^\circ$ ,  $h = 0$  ( $\varphi_{6\text{Li}} = 0^\circ$ ).

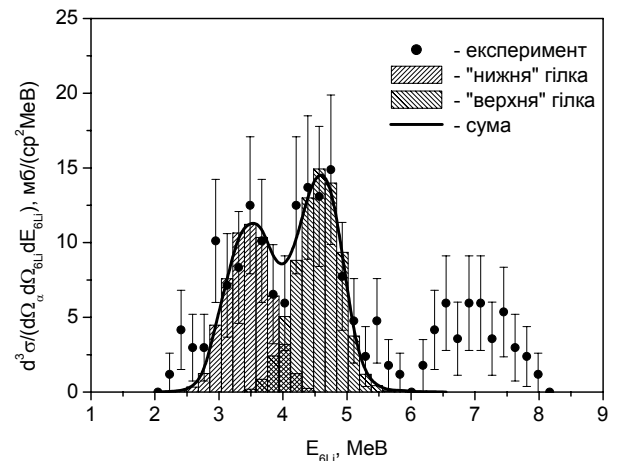


Рис. 12. Проекція спектра  $\alpha$ - ${}^6\text{Li}$  збігів із реакції  $\alpha + {}^7\text{Li} \rightarrow \alpha + {}^6\text{Li} + n$  на вісь енергій  ${}^6\text{Li}$  ( $\Theta_\alpha = 34^\circ$ ,  $\Theta_{6\text{Li}} = 45,3^\circ$ ,  $\varphi_\alpha = 180^\circ$ ,  $\varphi_{6\text{Li}} = 0^\circ$ ). Гістограми – розрахунки внесків верхньої та нижньої гілок розпаду  ${}^7\text{Li}^*(7,45 \text{ MeV})$ , лінія – сумарний внесок.

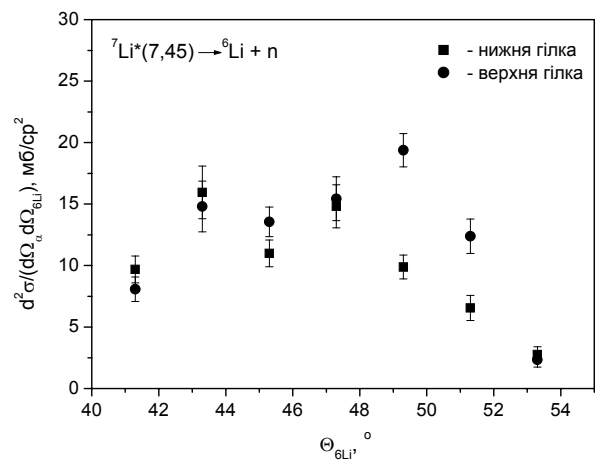


Рис. 13. Кутовий розподіл у лабораторній системі координат розділених перерізів розпаду  ${}^7\text{Li}^*(7,45 \text{ MeV})$  у канал  ${}^6\text{Li} + n$ .

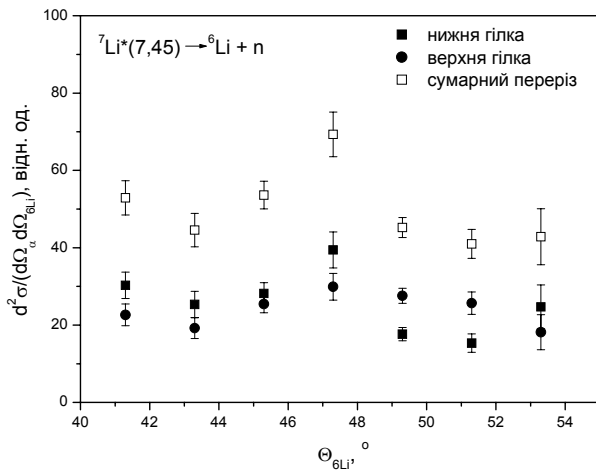


Рис. 14. Перерізи розпаду  ${}^7\text{Li}^*(7,45 \text{ MeV}) \rightarrow {}^6\text{Li} + n$ , нормовані на значення ефективного тілесного кута реєстрації.

**Розпад основного стану ядра  ${}^8\text{Be}$  в реакції  ${}^7\text{Li}(\alpha, t)\alpha$**

З метою тестування коректності застосування в роботі [1] методу вимірювань імовірностей розпаду біляпорогових станів ядер, запропонованого в [11], аналізувався кутовий розподіл  $\alpha$ -частинок із розпаду основного стану ядра  ${}^8\text{Be}$  в супутній реакції  ${}^7\text{Li}(\alpha, t)\alpha$ . Завдяки нульовому спіну  ${}^8\text{Be}_{\text{oc}}$  кутовий розподіл продуктів розпаду в системі центра мас цього нестабільного ядерного стану повинен бути ізотропним. Приклад спектра  $\alpha$ -частинок, що реєструвалися в збігах із тритонами, показано на рис. 15. На рис. 16 зображено кутову залежність перерізів розділених внесків верхньої та нижньої гілок розпаду стану  ${}^8\text{Be}_{\text{oc}}$ . Кутовий розподіл перерізів розпаду  ${}^8\text{Be}_{\text{oc}} \rightarrow \alpha + \alpha$ , нормований на ефективність реєстрації, наведено на рис. 16, б.

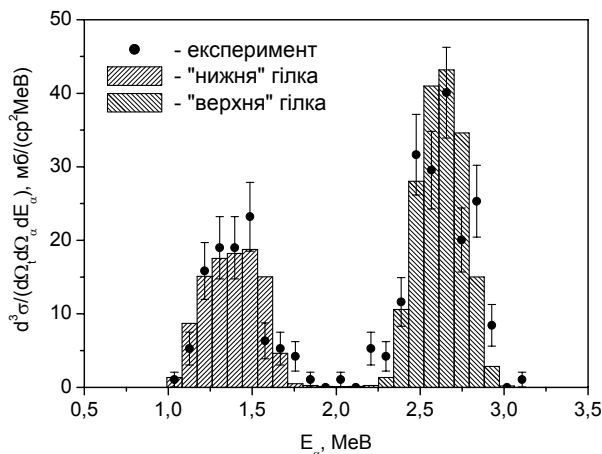


Рис. 15. Проекція спектра  $t$ - $\alpha$  збігів із реакції  $\alpha + {}^7\text{Li} \rightarrow t + {}^8\text{Be}_{\text{oc}} \rightarrow t + \alpha + \alpha$  на вісь енергій  $\alpha$ -частинок ( $\Theta_t = 34^\circ$ ,  $\Theta_\alpha = 49,3^\circ$ ,  $\varphi_t = 180^\circ$ ,  $\varphi_\alpha = 0^\circ$ ). Гістограми – розрахунки внесків верхньої та нижньої гілок розпаду  ${}^8\text{Be}_{\text{oc}} \rightarrow \alpha + \alpha$ .

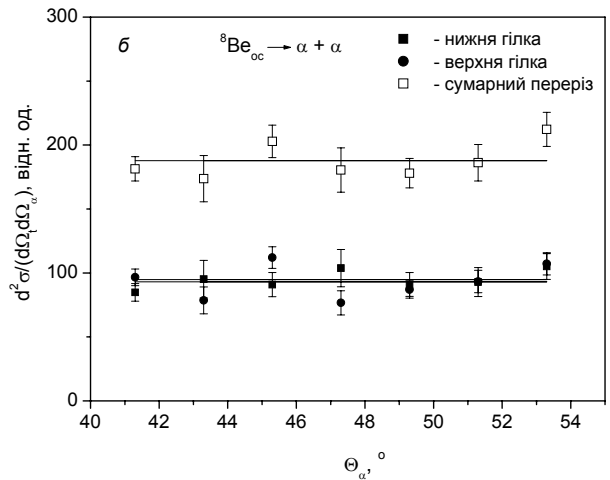
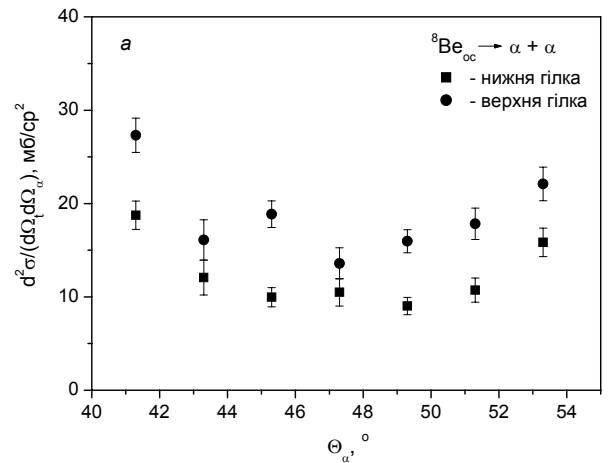


Рис. 16. Кутові залежності перерізів внесків верхньої та нижньої гілок розпаду стану  ${}^8\text{Be}_{\text{oc}} \rightarrow \alpha + \alpha$  в реакції  $\alpha + {}^7\text{Li} \rightarrow t + {}^8\text{Be}_{\text{oc}} \rightarrow t + \alpha + \alpha$  ( $\varphi_t = 180^\circ$ ,  $\varphi_\alpha = 0^\circ$ ) у лабораторній системі координат (а) та нормовані на значення ефективного тілесного кута реєстрації (б). Лінії відповідають усередненим значенням для кожного з розподілів.

З рис. 16, б видно, що кутовий розподіл  $\alpha$ -частинок з розпаду основного стану ядра  ${}^8\text{Be}$  в межах похибок є ізотропним, що й очікувалось для розпаду ядерного стану з нульовим спіном. Отриманий результат свідчить про адекватність застосованих в [1] і даній роботі методів та розрахунків.

**Висновки**

У кінематично повних та неповних експериментах визначено ймовірність розпаду в канал  ${}^6\text{Li} + n$  незв'язаного біляпорогового стану  ${}^7\text{Li}^*(7,45 \text{ MeV})$ , що збуджується в тричастинковій реакції  $\alpha + {}^7\text{Li} \rightarrow \alpha + {}^7\text{Li}^* \rightarrow \alpha + {}^6\text{Li} + n$  при  $E_\alpha = 27,2 \text{ MeV}$ . Вимірювання  $\alpha$ - ${}^6\text{Li}$  кореляцій виконувались для повного тілесного кута розпаду  $\Omega_{6\text{Li}}$ . Отримане значення ймовірності розпаду  $P({}^6\text{Li} + n) = 0,56 \pm 0,03$  узгоджується з результатом роботи [1] й відрізняється від даних, отриманих у бінарних процесах  ${}^6\text{Li}(n, n){}^6\text{Li}$  та



${}^6\text{Li}(n, \alpha){}^3\text{H}$  [3, 4], де резонанс  ${}^7\text{Li}^*(7,45 \text{ MeV})$  збуджується й розпадається як ізольована система. Згідно з розрахунками [2] в рамках теорії багаточастинкових реакцій [5 - 8] виявлена відмінність може бути пояснена впливом кулонівського поля супутньої  $\alpha$ -частинки на розпад біляпорогових резонансів у тричастинкових реакціях. Інший прояв такого впливу спостерігався для короткоживучого стану  ${}^7\text{Li}^*(6,68 \text{ MeV})$  у вигляді зсуву положення цього резонансу в інклюзивних спектрах  $\alpha$ -частинок на величину  $\Delta E^* = -(0,160 \pm 0,03) \text{ MeV}$ , що узгоджується з теоретичними розрахунками [18].

З метою тестування результатів роботи [1] отримано кутовий розподіл двічі диференціальних перерізів тричастинкової реакції  ${}^7\text{Li}(\alpha, \alpha){}^6\text{Li}n$ , що відповідають розпаду біляпорогового стану ядра  ${}^7\text{Li}^*(7,45 \text{ MeV})$  у канал  ${}^6\text{Li} + n$ , з розділенням внесків верхньої та нижньої кінематичних гілок розпаду. Кутовий розподіл про-

цесу розпаду  ${}^7\text{Li}^*(7,45 \text{ MeV}) \rightarrow {}^6\text{Li} + n$  є близьким до ізотропного, що зумовлено значним ефективним тілесним кутом вимірювань. Отримані дані підтверджують можливість використання наближення ізотропного розпаду в розрахунках повної ймовірності розпаду резонансу  ${}^7\text{Li}^*(7,45 \text{ MeV})$  на основі експериментальних даних для неповного тілесного кута розпаду, а також виявлений в [1] ефект зміни розподілу гілок розпаду в  ${}^6\text{Li} + n$  та  $\alpha + t$  канали порівняно з даними для бінарних реакцій.

Кутовий розподіл  $\alpha$ -частинок із розпаду основного стану ядра  ${}^8\text{Be}$  в супутній реакції  ${}^7\text{Li}(\alpha, \alpha)\alpha$ , як і очікувалось для ядерного стану з нульовим спіном, має ізотропний характер, що вказує на адекватність застосованих у даній роботі методів та розрахунків. Отримані в роботі дані будуть використані для порівняння з теоретичними розрахунками, започаткованими в [2].

## СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Німець О. Ф., Павленко Ю. М., Шаблов В. Л. та ін. Кутові кореляції та співвідношення гілок розпаду збудженого стану ядра  ${}^7\text{Li}^*(7,45 \text{ MeV})$  в реакції  ${}^7\text{Li}(\alpha, \alpha){}^7\text{Li}^*$  // Ядерна фізика та енергетика. – 2007. – № 1 (19). – С. 36 – 44.
2. Karmanov F. I., Pavlenko Yu. N., Tyras I. A., Shablov V. L. Narrowing of near-threshold two-body resonances produced by three particle nuclear reactions // Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy: Book of Abstracts of the Int. Conf. (Kyiv, Ukraine, 29 May - 3 June 2006). - Kyiv, 2006. - P. 69.
3. Ajzenberg-Selove F. Energy levels of light nuclei  $A = 5 - 10$  // Nucl. Phys. A. - 1988. - Vol. 490, No. 1. - P. 1 - 225.
4. Tilley D. R., Cheves C. M., Godwin J. L. et al. Energy levels of light nuclei  $A = 5, 6, 7$  // Nucl. Phys. A. - 2002. - Vol. 708, No. 1. - P. 3 - 163.
5. Немец О. Ф., Попова А. М., Комаров В. В. и др. Закономерности изменения свойств рассеяния двухфрагментных ядерных систем в многочастичных ядерных реакциях // Изв. АН СССР. Сер. физ. - 1990. - Т. 54, № 5. - С. 942 - 948.
6. Komarov V. V., Popova A. M., Karmanov F. I. et al. Scattering properties of two-fragment systems produced by many-particle reactions // Phys. of Elem. Part. and Atom. Nucl. - 1992. - Vol. 23, No. 4. - P. 1035 - 1087.
7. Komarov V. V., Popova A. M., Shablov V. L. Dynamics of the systems of few quantum particles. - Moscow: Moscow University, 1996. - 334 p.
8. Fazio G., Giardina G., Karmanov F. I., Shablov V. L. Properties of the Resonance Scattering in Two-Fragment Systems Formed in Many-Particle Nuclear Reactions // Int. Journ. Mod. Phys. E. - 1996. - Vol. 5. - P. 175 - 190.
9. Arena N., Cavallaro Seb., Arrigo A. D. et al. The  $J^\pi = 3/2^+$ ,  $T = 1/2$   ${}^5\text{Li}$  level by the  ${}^6\text{Li}({}^3\text{He}, \alpha){}^5\text{Li}$  reaction // Journ. Phys. G. - 1990. - Vol. 16. - P. 1511 - 1515.
10. Павленко Ю. М., Горпинич О. К., Добриков В. М. та ін. Експериментальне дослідження збуджених станів ізотопів гелію в реакціях  ${}^7\text{Li}(d, {}^{3,4,6}\text{He})$  при енергії дейтронів 37 MeV // Ядерна фізика та енергетика. - 2006. - № 2 (18). - С. 16 - 27.
11. Pavlenko Yu. N. The method of branching ratio measurements for nuclear unbound states produced by three particle reactions // Problems of atomic science and technology. Ser. Nucl. Phys. Inv. - 2005. - Vol. 6 (45). - P. 11 - 16.
12. Павленко Ю. М., Кива В. О., Коломієць І. М. та ін. Методика багатопараметричних кореляційних вимірювань для досліджень ядерних реакцій // Зб. наук. праць Ін-ту ядерних досл. - 2005. - № 2(15). - С. 151 - 161.
13. Randazzo N., Russo G. V., Caligiore C. et al. Integrated front-end for a large strip detector with E,  $\Delta E$  and position measurements // IEEE Trans. on Nucl. Sc. - 1999. - Vol. 46, No. 5. - P. 1300 - 1309.
14. Базрак З., Вінчигуєра Д., Горюнов О. Ю. та ін. Дослідження високої області збуджень ядра  ${}^{24}\text{Mg}$  в реакції  ${}^{12}\text{C}({}^{16}\text{O}, {}^{16}\text{O}, {}^8\text{Be})\alpha$  // Зб. наук. праць Ін-ту ядерних досл. - 2004. - № 1 (12). - P. 7 - 15.
15. Ostashko V. V., Tumino A., Romano S. A method to calibrate a Silicon Position Sensitive Detector // Sci. Papers of the Inst. for Nucl. Res. - 2003. - No. 3 (11). - P. 155 - 160.
16. Немец О. Ф., Павленко Ю. Н., Пугач В. М. Структура інклюзивних спектрів трьохчастинкових ядерних реакцій // Изв. АН СССР. Сер. физ. - 1989. - Т. 53, № 11. - С. 2183 - 2187.
17. Pavlenko Yu. N., Dobrikov V. N., Doroshko N. L. et al. A Search for excited states of  ${}^3\text{He}$  by the reaction  ${}^7\text{Li}(d, {}^6\text{He}){}^3\text{He}$  // Ядерна фізика та енергетика. -

2006. - № 1 (17). - С. 24 - 29.
18. Павленко Ю. Н., Шаблов В. Л., Карманов Ф. И. и др. Возбуждение и распад резонансов ядра  ${}^7\text{Li}$  в трехчастичных каналах реакции  $\alpha+{}^7\text{Li}$  // Тез. докл. V конф. по физике высоких энергий, ядерной физике и ускорителям. (Харьков, 26 февраля - 2 марта 2007 г.). - Харьков, 2007. - С. 49.
19. Ohlsen G. G. Kinematic relations in reactions of the form  $A + B \rightarrow C + D + E$  // Nucl. Instr. Meth. - 1965. - Vol. 37. - P. 240 - 248.

**ПРОСТРАНСТВЕННЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ И ВЕРОЯТНОСТЬ РАСПАДА ВОЗБУЖДЕННОГО СОСТОЯНИЯ  ${}^7\text{Li}^*(7,45 \text{ МэВ})$  В РЕАКЦИИ  ${}^7\text{Li}(\alpha, \alpha^6\text{Li})n$**

**Ю. Н. Павленко, В. Л. Шаблов, О. С. Бондаренко, О. К. Горпинич, В. Н. Добриков, Н. Л. Дорошко, Ю. Я. Карлышев, Ф. И. Карманов, В. А. Кива, И. Н. Коломиец, С. Е. Омельчук, В. В. Осташко, Ю. С. Рознюк, Б. А. Руденко, И. А. Тырас**

В кинематически полных и неполных экспериментах при энергии  $\alpha$ -частиц 27,2 МэВ определены дифференциальные сечения, соответствующие процессам возбуждения и распада резонанса  ${}^7\text{Li}^*(7,45 \text{ МэВ})$  в канал  ${}^6\text{Li} + n$  в трехчастичной реакции  ${}^7\text{Li}(\alpha, \alpha^6\text{Li})n$ . Применение позиционно-чувствительного детектора позволило получить данные о пространственных распределениях событий распада для всего диапазона возможных углов и определить полную вероятность этого процесса, значение которой существенно отличается от данных для бинарных реакций. Этот результат согласуется с полученным ранее [1] и подтверждает теоретические расчеты [2] по распределению ветвей распада короткоживущих околороговых резонансов в трехчастичных реакциях.

**SPACE DISTRIBUTIONS AND DECAY PROBABILITY FOR EXCITED STATE OF  ${}^7\text{Li}^*(7,45 \text{ MeV})$  IN REACTION  ${}^7\text{Li}(\alpha, \alpha^6\text{Li})n$**

**Yu. N. Pavlenko, V. L. Shablov, O. S. Bondarenko, O. K. Gorpinich, V. N. Dobrikov, N. L. Doroshko, Yu. Y. Karlyshev, F. I. Karmanov, V. O. Kyva, I. N. Kolomiets, S. E. Omelchuk, V. V. Ostashko, Yu. S. Roznuk, B. A. Rudenko, I. A. Tyras**

Differential cross-sections of excitation and decay of  ${}^7\text{Li}^*(7,45 \text{ MeV})$  resonance into  ${}^6\text{Li} + n$  channel in three particle reaction  ${}^7\text{Li}(\alpha, \alpha^6\text{Li})n$  at  $\alpha$ -particle energy of 27,2 MeV have been determined in kinematically complete and incomplete experiments. Usage of position sensitive detector made it possible to obtain the data on space distributions of decay events for full range of possible angles and to determine the total probability of this process, which value essentially differs from the data for binary reactions. This result is agreed with previously obtained [1] and confirms the theoretical calculations [2] of decay branching ratio for short lived near-threshold resonances in three particle reactions.

Надійшла до редакції 21.06.07,  
після доопрацювання – 06.07.07.