

РОЗРАХУНОК КІНЕМАТИЧНИХ СПІВВІДНОШЕНЬ ТРИЧАСТИНКОВИХ РЕАКЦІЙ ТА ОБРОБКА ДАНИХ З ВИКОРИСТАННЯМ МЕТОДУ МОНТЕ-КАРЛО

О. М. Поворозник

Інститут ядерних досліджень НАН України. Київ, Україна

Наведено розроблені на основі методу Монте-Карло, що враховує реальні енергетичні та геометричні параметри кореляційного експерименту, метод розрахунків кінематичних співвідношень та процедуру обробки двовимірних спектрів тричастинкових реакцій, отриманих з кінематично-повного дослідження. З використанням такої методики проаналізовано двовимірні енергетичні спектри t -збігів з експериментального дослідження тричастинкової ${}^3\text{H}(\alpha, t)p$ реакції та отримано енергію збудження та енергетичні ширини перших чотирьох збуджених станів вивчення збуджених станів ядра ${}^4\text{He}$ з $t + p$ -кластерною структурою.

Вступ

Дослідження багаточастинкових реакцій у кореляційних експериментах є одним із найбільш достовірних джерел інформації про структуру незв'язаних збуджених станів легких ядер. Умови, при яких можна спостерігати утворення незв'язаних станів, а саме кути емісії, енергії продуктів реакції та енергетичні параметри резонансів, визначаються з кінематичних розрахунків. Залежно від механізмів утворення й розпаду цих незв'язаних станів у двовимірних енергетичних експериментальних спектрах заповнюються різні ділянки фазового простору процесу (реакції).

Усі кореляційні експерименти вимагають досягнення певного компромісу між розмірами тілесних кутів детекторних систем, загальною енергетичною роздільною здатністю, геометричними, енергетичними умовами утворення та розпаду збуджених станів, і тому моделювання даного реального експерименту є конче необхідним.

Окрім того, дуже важливим є адекватний, із урахуванням реальних умов експерименту, аналіз експериментальних даних, отриманих з кореляційних кінематично повних та неповних досліджень ядерних реакцій з утворенням трьох та чотирьох продуктів у вихідному каналі. Для проведення такого типу розрахунків використовується метод Монте-Карло, який полягає в тому, що фізичному явищу зіставляється імітуючий процес відповідної ймовірності, що відображає його динаміку, тобто кожному елементарному акту зіставляється деяка ймовірність його здійснення.

Розрахунок кінематичних співвідношень тричастинкових реакцій за методом Монте-Карло

Розрахунок кінематичних співвідношень тричастинкової $T(p, 12)3$ реакції за методом Монте-Карло по своїй суті теж є експериментом, але "теоретичним". Типову схему кінематично пов-

ного кореляційного експерименту по дослідженню тричастинкових реакцій зображено на рис. 1. Для проведення модельних розрахунків задаються експериментальні умови дослідження, а саме: значення енергії прискорених частинок та її енергетичне розмиття в пучку, товщина мішені, розмір умовного відбитку пучка на мішені, розміри визначальних діафрагм, що передують детекторам, та їх віддаль до мішені, енергетичні роздільні здатності детекторів.

Процес моделювання акту ядерної взаємодії в мішені та реєстрації детекторними системами частинок з нього повинен враховувати реальну геометрію експерименту та енергетичні роздільні здатності. У роботі було розроблено процедуру моделювання реєстрації на збігах двох частинок (1 і 2), що визначали тричастинкову реакцію, і ця процедура мала наступні кроки.

Спочатку розігрували координати місця в мішені, де відбувалась ядерна взаємодія, враховуючи межі умовного відбитку пучка на мішені та товщину мішені. Потім розігрувалися координати місця попадання частинок 1 і 2 в детектори, просторові кутові захвати яких визначалися, віддальми R_1, R_2 від мішені, серединними кутами θ_{10}, θ_{20} та визначальними діафрагмами діаметрами d_1, d_2 (див. рис. 1). З урахуванням попередніх величин отримувалися значення розіграних кутів вильоту та з умовою їх попадання в детектор (зареєстрованих) частинок 1 та 2 - $\theta_{1i}, \phi_{1i}, \theta_{2i}, \phi_{2i}$. Наступним кроком розігрувалося значення енергії E_{pi} налітаючої частинки p , виходячи з відомих середнього значення енергії частинок у пучку та енергетичного розмиття пучка. При цьому враховувались втрати енергії як налітаючими, так і вилітаючими частинками в мішені, викликані проходженням їх шляху в мішені. Також розігрувалося значення енергії вихідної частинки 1 з умовою рівномірного заповнення діапазону ($E_{1\text{мін}}, E_{1\text{макс}}$), значення меж якого визначалося на основі розіграних перед цим значень кутів вильоту зареєстрованих продуктів тричас-

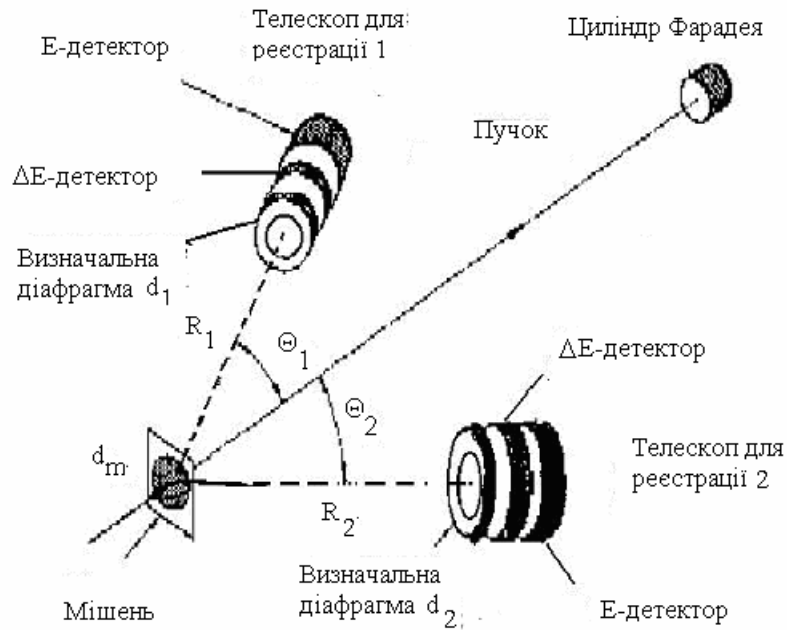


Рис. 1. Типова схема кінематично-повного експерименту. Розміри плями від пучка на мішені d_m ; розміри визначальних діафрагм d_1 , d_2 ; віддалі між центрами детекторів та центром мішені R_1 та R_2 відповідно. θ_1 , θ_2 – кути по відношенню до осі пучка, під якими розміщувались центри детекторних систем.

тинкової реакції θ_{1i} , φ_{1i} , θ_{2i} , φ_{2i} та енергії налітаючої частинки в момент взаємодії E_{pi} .

На другому етапі, використовуючи отриманий, як описано вище, набір значень енергій та кутів (E_{pi} , E_{1i} , θ_{1i} , φ_{1i} , θ_{2i} , φ_{2i}) на основі законів збереження імпульсу та енергії як для тричастинкової реакції, тепер уже розраховували:

- а) енергію другої зареєстрованої частинки E_{2i} ;
- б) енергію E_{3i} третьої незареєстрованої частинки та кути її вильоту θ_{3i} , φ_{3i} ;
- в) значення відносних енергій E_{12i} , E_{23i} , E_{13i} для трьох вихідних пар частинок;
- г) значення множника фазового простору ρ_{oi} ;
- д) величину $Q_{3i} = E_{1i} + E_{2i} + E_{3i} - E_{oi}$.

У результаті для одного акту реєстрації ми отримаємо ряд кінематичних величин E_{pi} , E_{1i} , E_{2i} , E_{3i} , E_{12i} , E_{23i} , E_{13i} , θ_{1i} , φ_{1i} , θ_{2i} , φ_{2i} , θ_{3i} , φ_{3i} , ρ_{oi} , Q_{3i} . Така процедура розігрування повторювалась $10^6 - 10^7$ разів, залежно від величини вибраного енергетичного кроку при аналізі експериментальних одновимірних чи двовимірних енергетичних спектрів, з якими порівнювалися розрахунки.

Розроблена методика була застосована для аналізу експериментальних результатів із дослідження збуджених станів ^4He в реакції $^3\text{H}(\alpha, tt)p$. Результати таких Монте-Карло розрахунків для кутів реєстрації $\theta_1 = \theta_2 = 15^\circ$, але для різних кутів захватів детекторів наведено на рис. 2 та 3 як двовимірний та одновимірний спектри розподілу подій залежно від лабораторних енергій

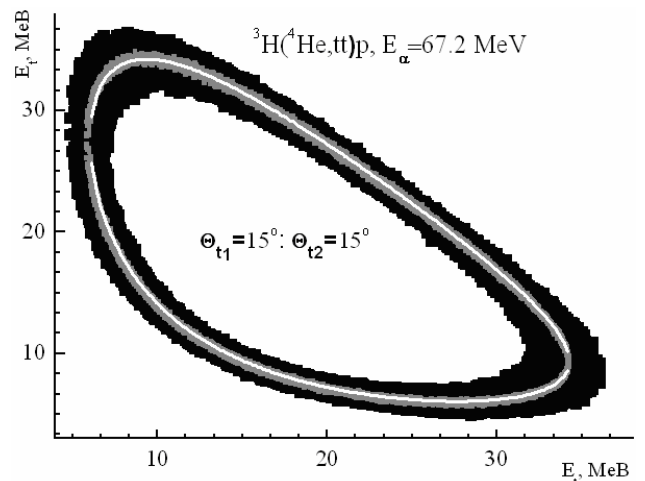


Рис. 2 Розрахунки кінематично дозволеної області проходження тричастинкової $^3\text{H}(\alpha, tt)p$ реакції, виконані з використанням методу Монте-Карло. Темна область – реальні експериментальні умови, сіра – для умов, близьких до точкової геометрії, крива білого кольору – точкова геометрія.

тритонів. На рис. 2 чорним кольором позначена дозволена область на двовимірному просторі $E_{t1} \times E_{t2}$, яка відповідає реєстрації на збігу двох тритонів в умовах реального експерименту, сірим кольором позначено отриманий розподіл подій для умов практично точкової геометрії (тілесні кути детекторів, енергетичне розмиття енергії α -частинок у пучку та енергетична роздільна здатність детекторів бралися близькими до нуля). Світла суцільна лінія (див. рис. 2) відпові-

дає розрахункам для точкової геометрії, і ці розрахунки абсолютно збігаються з розрахунками за формулами тричастинкової кінематики.

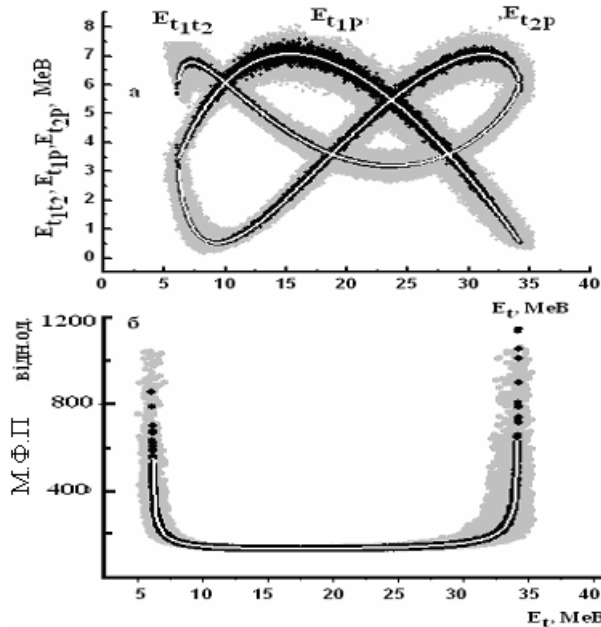


Рис. 3. Розрахунки величин відносних енергій вихідних пар частинок тричастинкової ${}^3\text{H}(\alpha, tt)p$ реакції ($E_\alpha = 67,2$ MeB; $\Theta_{t1} = \Theta_{t2} = 15^\circ$ верхня гілка) (а); значення МФП, розраховані для точкової геометрії (криві білого кольору), а також за методом Монте-Карло для реальних експериментальних умов (сіре тло) та для умов, близьких до умов точкової геометрії (чорне тло) (б).

На рис. 3 представлено залежності енергій відносного руху для пар вихідних продуктів реакції ${}^3\text{H}(\alpha, tt)p$ та множника фазового простору (МФП) для верхньої гілки від лабораторної енергії тритона з такими ж позначеннями, як на рис. 2. Значна відмінність у поведінці енергетичної залежності енергій відносного руху та МФП спостерігається при граничних мінімально та максимально дозволених енергіях. Це пояснюється тим, що детекторні системи зі значними тілесними кутами реєструють продукти реакції в широкому кутовому діапазоні і тому розрахунок кінематичних співвідношень, проведений із врахуванням реальних експериментальних умов, значно покращує коректність обробки експериментальних даних. На рис. 4 наведено отримані внаслідок перетворення масиву отриманих кінематичних співвідношень значення відносних енергій вихідних продуктів та величин їх похибок, викликаних експериментальними чинниками. Також, опрацюовуючи масив розрахункових величин МФП, установлюємо усереднену енергетичну залежність цієї величини, яка враховує експериментальні умови досліджень (рис. 5).

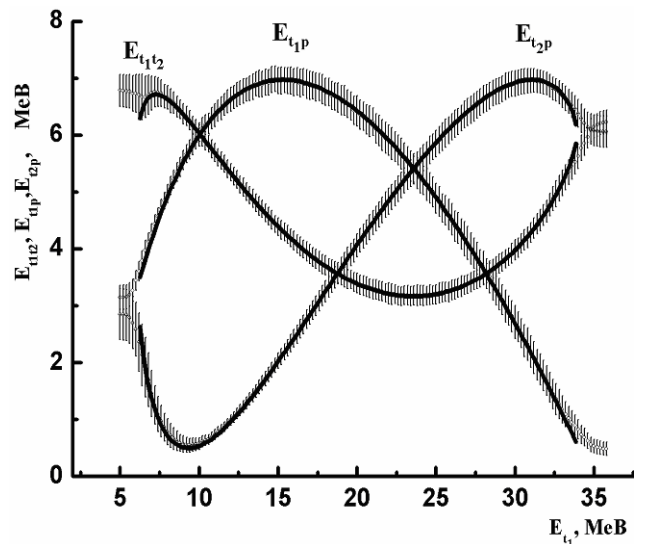


Рис. 4. Розрахунки усереднених величин відносних енергій вихідних продуктів тричастинкової ${}^3\text{H}(\alpha, tt)p$ реакції ($E_\alpha = 67,2$ MeB; $\Theta_{t1} = \Theta_{t2} = 15^\circ$, верхня гілка) та значень їх похибок, викликаних, експериментальними умовами (метод Монте-Карло). Суцільні лінії – розрахунки для точкової геометрії.

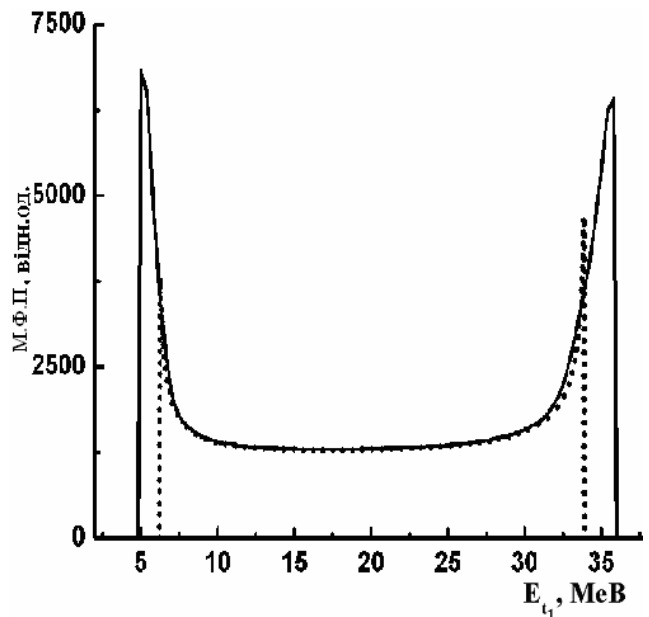


Рис. 5. Розрахунки енергетичної залежності МФП для тричастинкової ${}^3\text{H}(\alpha, tt)p$ реакції ($E_\alpha = 67,2$ MeB; $\Theta_{t1} = \Theta_{t2} = 15^\circ$, верхня гілка). Суцільна лінія – метод Монте-Карло, точкова лінія – точкова геометрія.

Обробка двовимірних експериментальних спектрів збігів з використанням методу Монте-Карло

За викладеним вище алгоритмом було розроблено пакет програм для аналізу експериментальних результатів тричастинкових реакцій $T(p, 12)\text{J}$ і, зокрема, двовимірних спектрів збігів із реакції ${}^3\text{H}(\alpha, tt)p$.

На першому етапі, додатково до традиційної процедури, перераховувались експериментальні двовимірні спектри тричастинкової реакції шляхом розігрування випадковим чином лабораторних значень енергій, зареєстрованих на збігах частинок E_1 та E_2 в межах кожної комірки двовимірного енергетичного спектра $E_{1j} \times E_{2k}$, де j і k номери каналів цього спектра. Потім, використовуючи отримані розіграні значення енергій E_{1i} та E_{2i} і відомі значення кутів, під якими реєструвались частинки 1 та 2 - θ_1 та θ_2 , на основі законів збереження імпульсу та енергії розраховувались енергія третьої незареєстрованої частинки E_{3i} та кути її вильоту, значення відносних енергій E_{12i} , E_{23i} , E_{13i} для трьох вихідних парх частинок, величини $Q_{3i} = E_{1i} + E_{2i} + E_{3i} - E_{\alpha i}$ та значення МФП ρ_{oi} .

Слід зазначити, що знак величини МФП визначає, до якої гілки локусу збігів (верхньої чи нижньої) належить розіграна подія. Це дало змогу сортувати події аналітично та розширювало можливості подальшої графічної та програмної обробки даних.

Розроблені методики було використано для аналізу двовимірних спектрів tt-збігів, отриманих з тричастинкової реакції ${}^3\text{H}(\alpha, tt)p$. Дослідження було виконано в кінематично повному експерименті на ізохронному циклотроні У-240. Використовувались титанові мішені товщиною $2,7 \text{ мг/см}^2$, насичені тритієм. За допомогою методики за часом прольоту, призначеної для контролю часових характеристик циклотронного пучка

та визначення його енергії, оцінено, що енергія пучка альфа-частинок в експерименті була $67,2 \pm 0,4 \text{ MeV}$ [1]. Для ідентифікації та вимірювання енергії заряджених продуктів ядерних реакцій на збігу використовувались чотири ΔE -E телескопи, розташовані по два зліва та справа відносно до напрямку циклотронного пучка. Часова роздільна здатність була на рівні $\Delta t \sim 10^{-7} \text{ с}$. Параметри кожної події записувалися „в навал”. У подію входили амплітуди аналогових сигналів з ΔE - та E-детекторів та значення інтервалів часу між моментами реєстрації частинок у різних парах детекторів $t_i - t_j$, код події, який відмічав, між якими з телескопів відбувся факт збігу. Події записувались у пам’яті електронно-обчислювальної машини у вигляді послідовності векторів для подальшого статистичного аналізу “поза лінією”. Початкове сортування подій до двовимірного спектра проводилося за допомогою програмного пакета [2] (рис. 6). На рис. 7 наведено спектри для тих же подій, але після процедури Монте-Карло розіграшу з урахуванням можливих похибок реєстрації енергії частинок та невизначеності кутів реєстрації. Точкові розіграні події, розмежовані на локуси tt-збігів верхньої (сірий колір) та нижньої (світло-сірий колір) гілок, лежать на чорному тлі, що являє собою розраховану з врахуванням реальних експериментальних умов за методом Монте-Карло кінематично дозволена частина простору для цих подій.

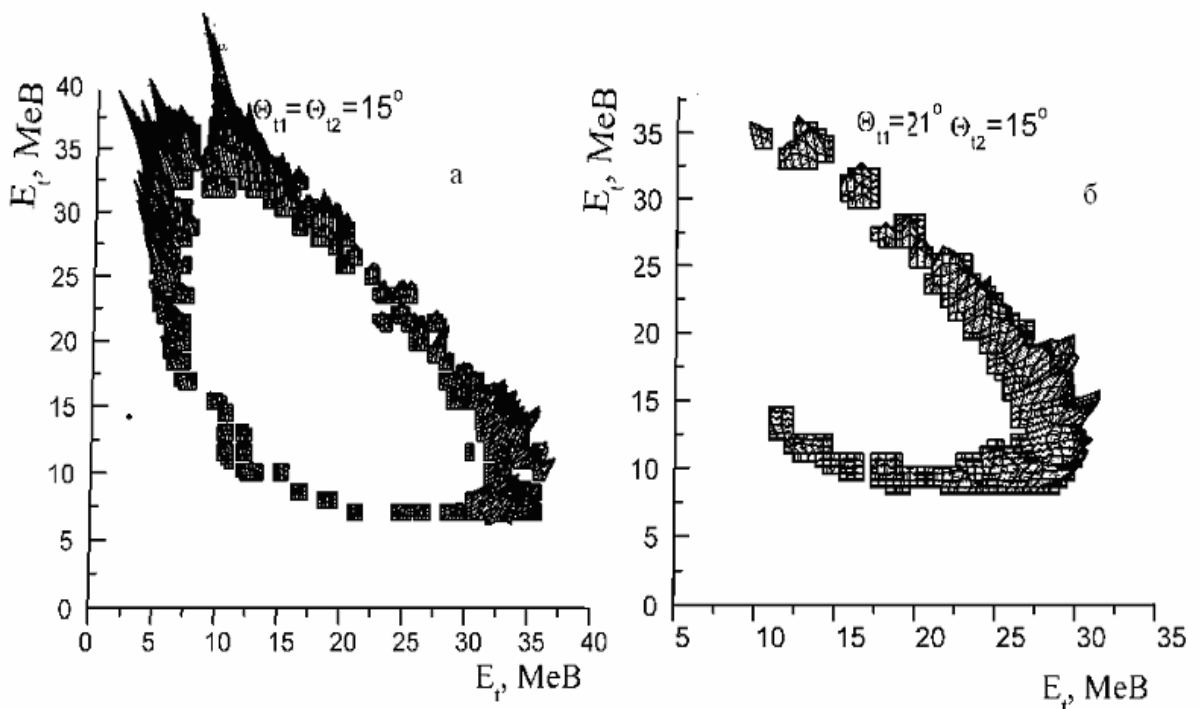


Рис. 6. Двовимірні експериментальні спектри tt-збігів із тричастинкової ${}^3\text{H}(\alpha, tt)p$ реакції.

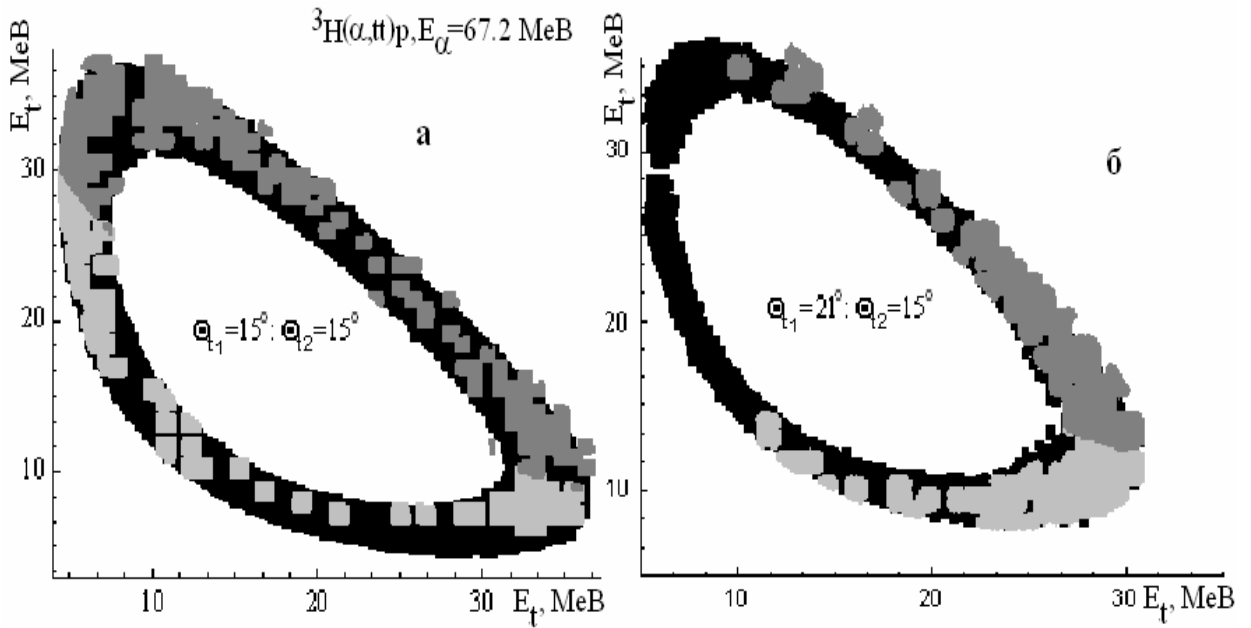


Рис. 7. Кінематичні розрахунки положення локусів (чорне тло) tt-збігів та розіграні на одиночні події двовимірні експериментальні спектри tt-збігів.

Так як для кожної розіграної події двовимірного спектра відомі значення енергії всіх трьох частинок двох тритонів (ці значення виміряні в експерименті) та протону (ця величина вираховується з використання законів збереження енергії та імпульсу), то за формулою $Q_{3i} = Et_{1i} + Et_{2i} + E_{pi} - E_{\alpha}$ визначались і значення величини енергетичного балансу в кожній точці. Потім для всього масиву розіграних точок будувався спектр енергетичного балансу $Q_{3екс}$. На рис. 8 зображено спектри $Q_{3екс}$, отримані з перерахунку двовимірних спектрів tt-збігів, наведених на рис. 6 та 7. Значення $Q_{3екс}$, що відповідає максимуму в спектрі, служить критерієм точності виставлення кутів реєстрації на збігу та точності визначення енергії пучка налітаючих частинок E_{α} , а ширина розподілу визначає абсолютну енергетичну по-

хибку, з якою виміряно даний двовимірний спектр оскільки вона залежить і від точності визначення енергії зареєстрованих частинок, енергетичного розмиття пучка, його геометричних розмірів та тілесних кутів детекторів. У нашому випадку положення максимуму як для кутів реєстрації тритонів $\theta_{t1} = 15^\circ; \theta_{t2} = 15^\circ$, так і $\theta_{t1} = 21^\circ; \theta_{t2} = 15^\circ$ у межах похибки (з використанням параметризації цих спектрів гауссіаном) близькі до величини $-19,81$ MeV енергетичного балансу тричастинкової ${}^3\text{H}(\alpha, tt)p$ реакції. Енергетичні ширини розподілів при використанні тих же детекторів для кутів реєстрації тритонів $\theta_{t1} = 15^\circ; \theta_{t2} = 15^\circ$ і $\theta_{t1} = 21^\circ; \theta_{t2} = 15^\circ$ різні – $1,75$ і $1,4$ MeV відповідно, і відмінність цю можна пояснити тільки кутовою залежністю.

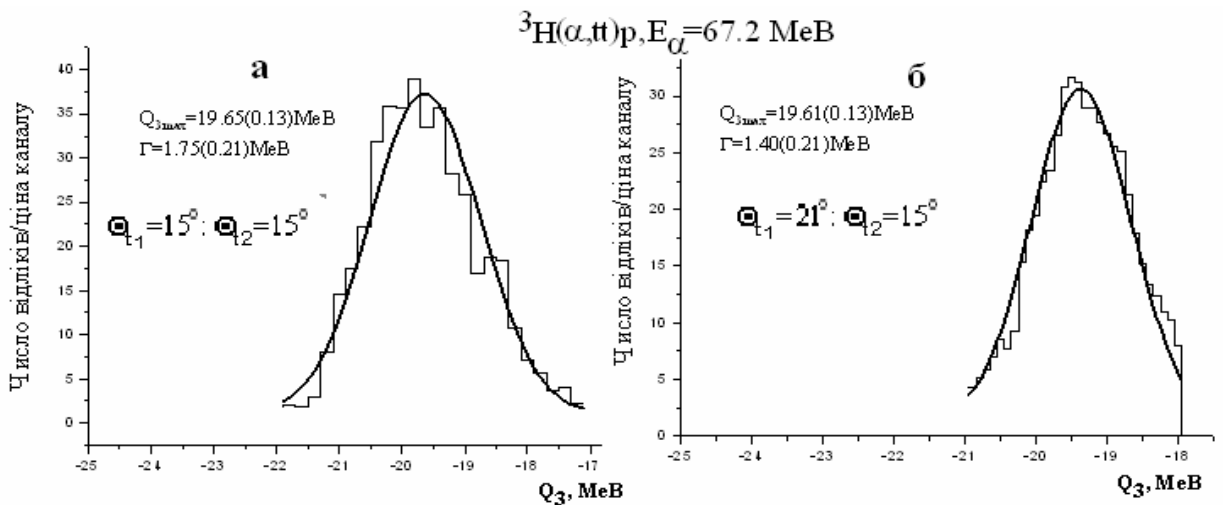


Рис. 8. Спектри енергетичного балансу $Q_{3екс}$, отримані з перерахунку двовимірних спектрів.

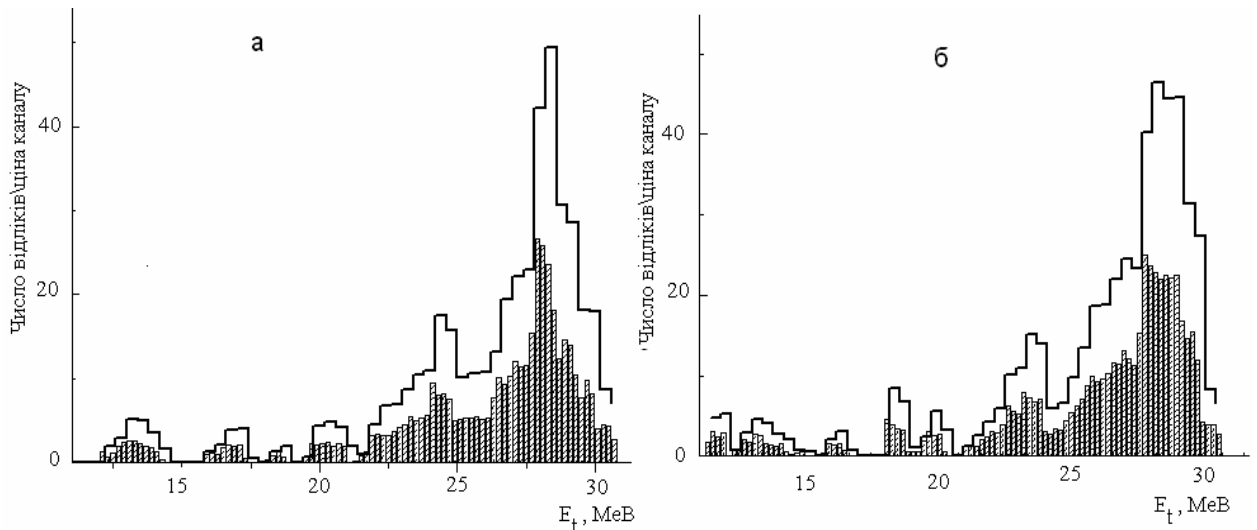


Рис. 9. Проекції верхньої та нижньої гілок двовимірного спектра tt-збігів (див. рис. 7, б) на вісь енергії тритона, зареєстрованого під кутом 21°, отримані з різною ціною каналу.

Для подальшого аналізу двовимірні спектри проєктують на одну з енергетичних осей. Процедура проєктування полягає в сумуванні точкових подій відповідного локусу в межах комірки заданого розміру, що дозволяє отримувати проєкції гілок двовимірних енергетичних локусів на енергетичні осі з довільним кроком ціни каналу. На рис. 9 наведено спектри проєкцій відповідно верхньої та нижньої гілок локусу tt-збігів (на рис. 7, б ці частини двовимірного спектра репрезентовані відповідно світліше та темніше) на вісь енергії тритонів з ціною каналу 0,2 та 0,4 MeV.

Відомо, що всі збуджені стани ядра ${}^4\text{He}$ є незв'язаними й розпадаються з вильотом нуклонів та кластерів [3]. Переважній більшості збуджених рівнів, починаючи з першого збудженого рівня, властива t + p кластерна структура (див. табл. 4.3 з [3]). Зручним інструментом дослідження збуджених рівнів, що розпадаються через утворення тритона та протона, може бути використання кінематично повного вивчення тричастинкової ${}^3\text{H}(\alpha, \text{tt})\text{p}$ реакції. Якщо утворенню трьох частинок двох тритонів та протона в її вихідному каналі передуює виліт тритона і ядра ${}^4\text{He}$ в збудженому стані, який у подальшому розпадається на t + p, то отримані в експерименті двовимірні спектри збігів першого тритона з тритоном з розпаду несуть інформацію про енергії збудження та час життя збуджених рівнів.

Як відомо [4], спектр, отриманий як проєкція будь-якої з гілок матриці збігів (верхньої чи нижньої) на вісь енергії однієї з зареєстрованих частинок, у загальному випадку трактується виразом

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 dE_1} = \frac{(2\pi)^4}{\hbar v_{in}} |T_{if}|^2 \rho(E_1), \quad (1)$$

де T_{if} - матричний елемент переходу; ρ - описує густину кінцевих станів і являє собою множник фазового простору тричастинкової реакції; v_{in} - відносна швидкість у вхідному каналі. Оскільки процес послідовний, утворення трьох частинок у вихідному каналі відбувається у два кроки, першим з яких є утворення ядра R у стані j , нестабільному до емісії частинок. Перший крок можна трактувати як двочастинкову реакцію, і матричний елемент переходу T_{if}^j можна записати в цьому випадку як добуток двох членів

$$T_{if}^j(E_{ik}) = F(j) X_j(E_{ik}), \quad (2)$$

з яких перший $F(k)$ описує амплітуду утворення ядра R у стані j , а другий $X^j(E_{ik})$ - його розпад на частинки $i + k$, останній, як правило, береться у вигляді резонансу Брейта - Вігнера

$$X_j(E_{ik}) = \frac{(\Gamma_j/2)^{1/2}}{E_j - E_{ik} + i\Gamma_j/2}, \quad (3)$$

де E_{ik} - відносна енергія пари частинок $i - k$; E_j - положення резонансного рівня відносно порога розпаду ядра R на частинки $i + k$; Γ_j - енергетична ширина резонансного рівня.

Для декількох збуджених рівнів вираз (1) у випадку тричастинкової ${}^3\text{H}(\alpha, \text{tt})\text{p}$ реакції набуває вигляду

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 dE_1} \propto \rho(\Omega_1, \Omega_2, E_1) \times \quad (4)$$

$$\times \sum_j^n C_j \frac{\Gamma_j/2}{(E_j - E_{t_2(t)p})^2 + (\Gamma_j/2)^2},$$

де $d\Omega_{t_1}$, $d\Omega_{t_2}$ - тілесні кути детекторів, що реєструють перший та другий тритони; E_{t_1} - енергія зареєстрованого першого тритону; $E_{t_2(t_1)p}$ - відносна енергія пари частинок $t_2(t_1) - p$; C_j - імовірність утворення j -го збудженого стану.

Якщо проаналізувати форму спектрів проекцій верхньої та нижньої гілок двовимірного спектра, отриманого при реєстрації тритонів під кутами $\theta_{t_1} = 1^\circ$; $\theta_{t_2} = 15^\circ$, то в обох спостерігається подібна резонансна структура, яку можна ідентифікувати як заселення перших чотирьох збуджених рівнів ядра ${}^4\text{He}$ (рис. 10). У випадку спектра проекції верхньої гілки при реєстрації тритонів під кутами $\theta_{t_1} = 15^\circ$; $\theta_{t_2} = 15^\circ$ резонансні структури спостерігаються і на початку спектра, і в кінці, і в цих ділянках спектра можна ідентифікувати надійно по три перших збуджених рівні ${}^4\text{He}$ (рис. 11). При цьому при вищих енергіях ці резонанси проявляються в парі $t_2 - p$, а при менших енергіях відповідно в парі $t_1 - p$. У середині спектра при енергії тритонів біля 20 MeV пре-

тендентами на резонансну структуру може бути як четвертий збуджений стан ${}^4\text{He}$ з енергією збудження $\sim 23,5$ MeV [3], так і прояв збудженого рівня ядра ${}^6\text{He}$, якому властива $t + t$ кластерна структура з енергією збудження ~ 15 MeV, про існування якого йдеться в останній компіляційній роботі [5], присвяченій аналізу дослідження структури ядер з $A = 5 - 7$. Резонансна структура при $22 \text{ MeV} < E_{t_1} < 30 \text{ MeV}$ вірогідно викликана сумою проявів квазивільного $t + p$ розсіяння та заселення інших збуджених рівнів ядра ${}^4\text{He}$. З метою визначення параметрів ідентифікованих збуджених рівнів спектри (див. рис. 10 та 11) апроксимувались з використанням виразу (4). Залежності множника фазового простору, відносної енергії вихідної пари частинок $t_2 - p$ - $E_{t_2,p}$ енергії E_{t_1} , що використовувались у виразі (4) для апроксимації експериментальних спектрів, отримані в результаті усереднення промодельованих цих величин за методом Монте-Карло.

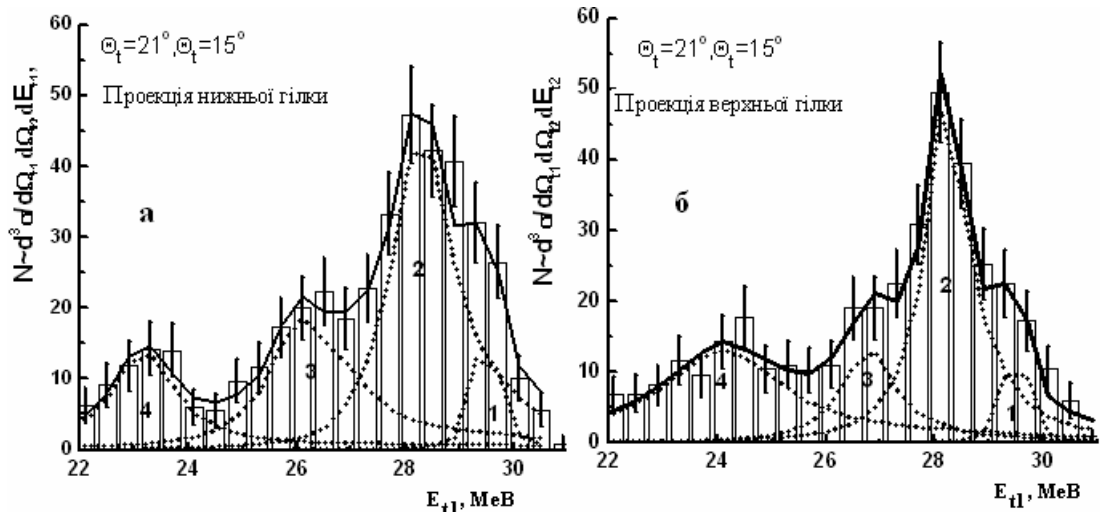


Рис. 10. Проекції обох гілок двовимірного спектра та апроксимація за допомогою виразу (4).

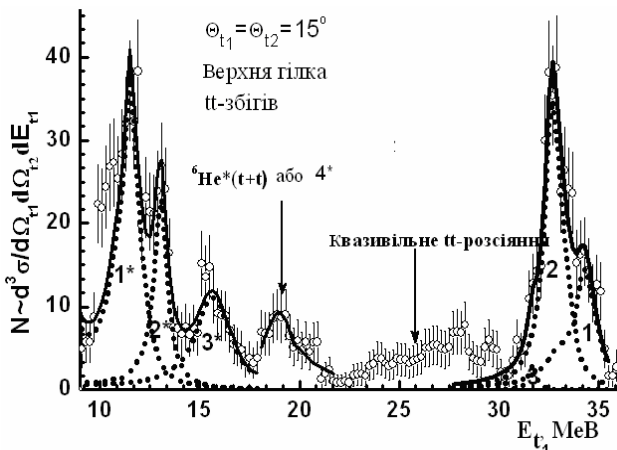


Рис. 11. Проекція верхньої гілки двовимірного спектра та апроксимація за допомогою виразу (4).

Вільними параметрами при процедурі підгонки спектрів за методом найменших квадратів були: E_j - енергетичні положення резонансних рівнів, Γ_j - енергетичні ширини резонансних рівнів та C_j - амплітуди утворення j -го збудженого стану. Процедура підгонки спектра, наведеного на рис. 11, проводилась двічі, окремо для низької та високоенергетичних ділянок спектра. Результати підгонки експериментальних даних представлені на рис. 10 та 11 суцільною лінією, а вклади окремих збуджених станів позначено пунктирними лініями та цифрами. У таблиці для відповідних рівнів наведено отримані з підгонки значення енергії збудження, енергетичних ширин цих збуджених станів та в круглих дужках похибки їх отримання. У квадратних дужках наведено

отримані за допомогою Монте-Карло моделювання похибки визначення величин відносних енергій з урахуванням реальних умов експери-

менту, які є систематичними похибками визначення енергії збудження.

Енергії збудження та ширини збуджених рівнів ядра ${}^4\text{He}$, отримані з дослідження тричастинкової ${}^3\text{H}(\alpha, tt)p$ реакції

№	Компіляційна робота [3]		Кути θ_{t1}/θ_{t2}	№ піка	${}^4\text{He}(t+p)$; $E_{\text{пор}} = 19,81 \text{ MeV}$	
	$E_{36}^j, \text{ MeV}$	$\Gamma^j, \text{ MeV}$			$E_{36}^j, \text{ MeV}$	$\Gamma^j, \text{ MeV}$
1	20,21	0,50	15°/15° Проекція верхньої гілки * Резонанси в парі $t_2 + p$	1	20,27(0,10) [0,55]	0,85(0,29)
2	21,01	0,84		2	21,11(0,04) [0,44]	0,58(0,14)
3	21,84	2,01		3	21,73(0,41) [0,44]	0,3(0,4)
4	23,33	8,01		1*	20,66(0,41) [0,55]	0,28(0,12)
5	23,64	6,20		2*	21,11(0,10) [0,44]	0,31(0,22)
			21°/15° Проекція верхньої гілки	3*	22,05(0,04) [0,44]	0,82(0,17)
				1	20,41(0,43) [0,45]	0,23(0,87)
				2	21,11(0,10) [0,40]	0,52(0,24)
				3	21,82(0,14) [0,40]	0,55(0,63)
			21°/15° Проекція нижньої гілки	4	22,98(0,14) [0,35]	1,08(0,44)
				1	20,24(0,13) [0,45]	0,18(0,95)
				2	20,98(0,10) [0,40]	0,63(0,28)
				3	21,97(0,10) [0,40]	0,71(0,36)
				4	23,18(0,14) [0,35]	0,54(0,20)

Висновки

Отримані експериментальні величини енергій збудження та енергетичні ширини збуджених рівнів ядра ${}^4\text{He}$ з кінематично повного дослідження тричастинкової ${}^3\text{H}(\alpha, tt)p$ реакції в різних геометричних умовах у межах експериментальних похибок узгоджуються між собою. При цьому значення енергій збуджень збігаються з наведеними в компіляційній роботі [3] значеннями, у той же час отримані величини енергетичних ширин 3 та 4 збуджених рівнів значно менші (див. таблицю). Процедура обробки та аналізу експериментальних даних завдяки використанню методу Монте-Карло спростилась і стала такою, що повніше враховує реальні експериментальні умови. Так, у випадку використання для апроксимації розрахованого в рамках точкової геометрії значень МФП, за допомогою виразу (4), неможливо провести опис спектрів проекцій мінімальних та максимальних значень енергії, оскільки в цьому випадку значення цієї величини є невизначеним, як, на-

приклад, див. рис. 5, де порівнюються результати розрахунків МФП з використанням методу Монте-Карло з урахуванням реальних експериментальних умов і для точкової геометрії. Крім того, визначити такі систематичні похибки, як експериментальні похибки визначення відносних енергій вихідних пар частинок, які по суті визначають точність експериментального визначення енергії збудження ($E_{36} = E_{\text{порік}} + E_{jk}$), найпростіше, використовуючи метод Монте-Карло.

Даний підхід до розрахунків кінематичних співвідношень за методом Монте-Карло є дуже корисним і при плануванні кінематично повного дослідження тричастинкових реакції, бо заздалегідь проведене моделювання експерименту дає змогу вибрати оптимальніші експериментальні умови. Це віддалі детекторів від мішені, розміри та форми визначальних діафрагм, тип та допустимі значення енергетичної роздільної здатності детекторних систем тощо.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Горпинич О.К., Поворозник О.М., Стружко Б.Г., Ячменьов О.О. Про визначення енергетичних параметрів в кореляційних експериментах // УФЖ. - 2002. - Т. 47, № 12. - С. 1189 - 1187.
2. Пірняк Віт.Н., Стружко Б.Г. Нагромадження й статистичний аналіз багатопараметричних подій // Матеріали щорічної наукової конференції ІЯД НАН України. - Київ, 1999. - С. 118 - 120.
3. Tilley D.R., Weller H.R., Hale G.M. Energy Levels of Light Nuclei $A = 4$ // Nucl. Phys. A. - 1992. - Vol. 541. - P. 1 - 157.
4. Joachain Ch.J. Quantum Collision Theory. - North Holland, Amsterdam, 1975.
5. 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. - P. 3 - 224.

РАСЧЕТ КИНЕМАТИЧЕСКИХ СООТНОШЕНИЙ ТРЕХЧАСТИЧНЫХ РЕАКЦИЙ И ОБРАБОТКА ДАННЫХ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МЕТОДА МОНТЕ-КАРЛО**О. М. Поворознык**

Приведены разработанные метод расчета кинематических соотношений для трехчастичных реакций и процедура обработки двумерных спектров совпадений, полученных из кинематически полного исследования трехчастичных реакций, основанных на использовании метода Монте-Карло. С помощью этих подходов проанализированы двумерные спектры tt-совпадений из экспериментального исследования трехчастичной ${}^3\text{H}(\alpha, \text{tt})\text{p}$ реакции, направленного на изучение возбужденных состояний ядра ${}^4\text{He}$ с t + p кластерной структурой, и определены энергии возбуждения и энергетические ширины первых четырех возбужденных состояний.

CALCULATION OF THREE-BODY REACTION KINEMATIC AND DATA PROCESSING BY USING MONTE-CARLO METHOD**O. M. Povoroznyk**

Method of calculation of the three-body reaction kinematic and treatment procedure of two-dimensional coincidence spectra for kinematically-complete investigation of the three-body reactions by using Monte-Carlo method is developed. Two-dimensional tt-coincidences spectra obtained from experimental research of three-body ${}^3\text{H}(\alpha, \text{tt})\text{p}$ reactions for studies of the excited states of ${}^4\text{He}$ with a t + p cluster structure are analyzed by these approaches. The excitation energies and widths for four lowest excited states of ${}^4\text{He}$ are found.

Надійшла до редакції 12.07.07,
після доопрацювання – 23.07.07.