

Міністерство освіти та науки України
Національний університет "Києво-Могилянська академія"
Факультет природничих наук
Кафедра фізико-математичних наук

Кваліфікаційна робота

освітній ступень - бакалавр

на тему: «Про особливості вивчення незв'язаних станів ядра ${}^4\text{He}$ »

Виконав студент 4 року навчання
спеціальності 104 Фізика та астрономія

Праведніков Костянтин Олегович

Керівник: д.ф.-м.н. Поворозник Орест Михайлович,
ст.наук.сп. Інституту ядерних досліджень НАН України

Рецензент к.ф.-м.н. І.П.Дряпаченко

Кваліфікаційна робота захищена з оцінкою 76 "добре"

Секретар ЕК Г.В.Оводенко

2 червня 2021 р.

Зміст

1. <u>Вступ</u>	3
2. <u>Оглядова частина</u>	5
3. <u>Особливості експерименту</u>	7
а. Обробка експериментальних двовимірних спектрів збігів.....	9
б. Визначення енергетичних параметрів збуджених станів ядра ${}^4\text{He}$	14
4. <u>Застосування методу Монте-Карло для визначення співвідношення мод розпаду збуджених рівнів</u>	19
5. <u>Висновки</u>	24
6. <u>Джерела</u>	26

Вступ

Гелій-4 або ${}^4\text{He}$ – нерадіоактивний ізотоп гелію, природна концентрація становить 99,999863(3)% від усього гелію на нашій планеті. Ядро ${}^4\text{He}$ найлегше у світі, а всі його збуджені рівні є незв’язаними. Процес повернення зі збудженого до основного стану здійснюється вильотом двох або більше частинок. Наприклад, під час розпаді першого збудженого рівня ядра, за енергією збудження $E_{z\delta}$ у **20.2 MeV**, будуть вилітати лише тритон та протон $t+p$, для другого стану, з енергією збудження $E_{z\delta}$ у **21.2 MeV**, та послідуєчих рівнів, у разі збільшені енергії збудження, окрім каналу розпаду на $t+p$ можливий канал розпаду на $n+{}^3\text{He}$, а за умовою, що енергія збудження буде перевищувати поріг розпаду ядра ${}^4\text{He}$ на два дейтрони, тобто $E_{z\delta} = 22.85 \text{ MeV}$, то додатково дозволений канал розпаду на $d+d$.

За останні півстоліття, реалізували значну кількість досліджень, як експериментальних, так і теоретичних, заради вивчення спектру збудження ядра ${}^4\text{He}$. Сучасне уявлення про будову схеми збуджених рівнів ядра ${}^4\text{He}$ оснований на аналізах повних R -матричних розрахунків в експериментальних дослідженнях у широкому енергетичному діапазоні пружних $p+t$, $n+{}^3\text{He}$ та $d+d$ розсіянь та бінарних ${}^3\text{He}(n, p){}^3\text{H}$, ${}^3\text{H}(p, n){}^3\text{He}$, ${}^3\text{H}(p, d){}^2\text{H}$, ${}^2\text{H}(d, p){}^3\text{H}$, та ${}^2\text{H}(d, n){}^3\text{He}$ ядерних реакцій.

Під час досліду ядра ${}^4\text{He}$ можна одночасно визначити енергію збудження, структуру та час життя кожної конфігурації окремого збудженого стану для значної частини спектру збудження ядра ($E_{z\delta}^* < 28 \text{ MeV}$). Такий експеримент будується на непружному розсіянні α -частинок на будь-якому з ізотопів водню (${}^1, {}^2, {}^3\text{H}$), або ядрі ${}^3\text{He}$, і під час даної взаємодії можна спостерігати незв’язані стани завдяки реєстрації на збігу ядер віддачі одночасно з усіма можливими продуктами розпаду збудження рівнів ядра ${}^4\text{He}$. Пропонований експеримент належить до експериментів з інверсною кінематикою – виліт продуктів реакції, в основному, спрямований під передніми кутами, бо маса α -частинок у пучку на вхідному каналі більша за

масу мішені з будь-якого з ізотопів водню та ${}^3\text{He} - m_p \approx 4 \text{ а.о.м.}$ та $m_T \leq 3 \text{ а.о.м.}$ відповідно. За умовою забезпечення точного визначення енергій та кутів вильоту продуктів реакції, які реєструються на збігу, то можна зазнавати кінематичного посилення виходу продуктів і завдяки цьому покращується статистика експериментальних результатів порівнюючи з прямою кінематикою. Завдяки тому, що відносно мала кількість задіяних у вхідному каналі нуклонів (від 5 до 7 нуклонів) надає можливість проводити вивчення в кінематично-повному дослідженні тричастинкових реакцій $({}^{1,2,3}\text{He}, {}^3\text{He})[\alpha, ({}^{1,2,3}\text{He}, {}^3\text{He})]{}^4\text{He}^* \rightarrow t+p, \tau+n$ або $d+d$ при відносно невеликому фоні інших відомих тричастинкових каналів, які виникли через ті ж вхідні канали - $[({}^{1,2,3}\text{He}, {}^3\text{He})+\alpha]$ взаємодія.

У цій роботі вивчали взаємодію прискорених α -частинок, з енергією $E_\alpha = 67.2 \text{ MeV}$, з ядрами тритію, щоби мали можливість досліджувати всі можливі двочастинкові канали розпаду ядра ${}^4\text{He}$, завдяки одночасному дослідженні в кінематичному-повному експерименті тричастинкових ${}^3\text{H}(\alpha, t-t)p, {}^3\text{H}(\alpha, t-\tau)n$ та ${}^3\text{H}(\alpha, t-d)d$ реакцій.

У рамках методу Монте-Карло проаналізували отриманні двовимірні спектри $t-t, t-{}^3\text{He}$ та $d-d$ збігів із тричастинкових ${}^3\text{H}(\alpha, t-t)p, {}^3\text{H}(\alpha, t-{}^3\text{He})n$ та ${}^3\text{H}(\alpha, t-d)d$ реакцій у результаті взаємодії пучка α -частинок ($E_\alpha = 67.2 \text{ MeV}$) з титан-третієвою мішенню в кінематично-повному експерименті. Визначили величини енергій збудження, енергетичних ширин збуджених станів ${}^4\text{He}$ та співвідношення їхніх мод розпаду – $p+t, n+{}^3\text{He}$ та $d+d$.

Оглядова частина

Дані про структуру незв'язаних збуджених станів легких ядер можна отримати дослідження багаточастинкових реакцій в кореляційних експериментах. Умови утворення незв'язаних станів – кути емісії, енергії продуктів реакції та енергетичні параметри резонансів – визначаються через кінематичні розрахунки. І в залежності від механізмів утворення та розпаду незв'язаних станів будуть заповнюватися різні ділянки фазового простору реакції в двовимірних енергетичних експериментальних спектрах. Для цього використовують моделювання Монте-Карло, бо потрібно враховувати реальні умови експерименту при аналізі експериментальних даних, отриманих з кореляційних кінематично-повних досліджень ядерних реакцій, з утворенням продуктів у вихідному каналі.

Метод Монте-Карло – метод моделювання випадкових величин з метою обчислення характеристик їхнього розподілу заради вирішення математичних задач [17].

У 1930-х та 1946-му році Енріко Фермі та Станіслав Улям, відповідно, перші вирішили використати даний метод. Стаття «The Monte-Carlo method», яку випустили в 1949-му році, є «точкою народження» метода Монте-Карло за авторством Станіслава Уляма та Джона фон Неймана. Було припущено спробу застосувати зв'язок між стохастичними процесами та диференціальними рівняннями у зворотну сторону. Вони запропонували використовувати стохастичний підхід, щоб апроксимувати багатовимірні інтеграли у рівняннях перенесення, які з'являються через задачу про рух нейтрона в ізотропному середовищі, і замість простої комбінаторики, спробувати поставити експеримент достатньо велику кількість разів й порахувати кількість вдалих результатів, а на основі цих даних оцінити їх вірогідність. Для такого експерименту користувалися комп'ютером заради розрахунків через метод Монте-Карло.

У 1978 році опублікована робота Холла про визначення числа π через випадкове кидання голки на папір, який був розграфлений паралельними лініями. У ній розповідалося про те, що можна експериментально відтворити подію, ймовірність якої виражається через число π та оцінити цю ймовірність. Для цього потрібно намалювати квадрат і вписати в нього коло – співвідношення буде дорівнювати $\pi/4$ – і після, кидати об'єкти однакового розміру в цей квадрат. Після закінчення цього етапу потрібно порахувати кількість голок, які потрапили у коло, та розділити на їх загальну кількість на площині квадрату. Отримане співвідношення домножити на чотири і результат буде дорівнювати приблизному значенню π . У цього експерименту присутні декілька значних проблем: потрібна велика кількість вхідних даних, які складно реалізувати, та деякі голки можуть вилетіти за межі квадрату, тому користуються пакетом програм методу Монте-Карло на комп'ютерах, бо вони можуть генерувати псевдовипадкові величини у потрібній кількості.

Особливості експерименту

Для проведення кінематично-повного експерименту використовували циклотрон У-240, щоби прослідити за збудженими незв'язними рівнями ядра ${}^4\text{He}$ під час тричастинкових ${}^3\text{H}(\alpha, t-t)p$, ${}^3\text{H}(\alpha, t-\tau)n$ та ${}^3\text{H}(\alpha, t-d)d$ реакціях пучка α -частинок ($E=67.2$ МеВ) з твердою титановою мішенню, яка була насичена тритієм. Взаємодія $\alpha+t$ утворювала двостадійний процес заселення та розпаду збуджених станів ядра ${}^4\text{He}$ і здобули результат у вигляді трьох частинок $t+t+p$, $t+\tau+n$ та $t+d+d$ у відповідних каналах тричастинкових реакціях:



Інформацію про енергетичні характеристики збуджених станів можна отримати з двовимірних спектрів через збіги тритонів, які відповідають утворенню збуджених рівнів ядра ${}^4\text{He}$ з тритонами, або протонами, τ -частинками, чи нейтронами, та з одним з дейтронів, які формуються внаслідок розпаду по каналах 1, 2 та 3.

Отже, було отримано двовимірні спектри $t-t$, $\tau-t$ та $t-d$ збігів для шести пар кутів розміщення першого θ_1 , який реєстрував тритон віддачі, та другого детекторів θ_2 , фіксував різні моди розпаду незв'язаних збуджених рівнів ядра ${}^4\text{He}$ за допомогою детектування продуктів розпаду цих станів(тритонів, τ -частинок та дейтронів): $\theta_1/\theta_2 = 15^\circ/15^\circ; 15^\circ/27.5^\circ; 21^\circ/15^\circ; 21^\circ/20^\circ; 27.5^\circ/15^\circ$.

Розберемо умови нашого експерименту: вибір вхідного $\alpha+t$ каналу та кутове розміщення детекторних систем. Через те, що маса α -частинки, яка налітає на мішень більша ніж сама мішень (тритій), то ми повинні працювати з інверсною кінематикою [3].

На першій бінарній стадії тричастинкових реакцій тритони віддачі та ті, що з'явилися у збуджених рівнях ядра ${}^4\text{He}$ будуть вилітати в обмеженому конусі передніх кутів у лабораторній системі координат. Конус вильоту збуджених ядер ${}^4\text{He}$ лежить у межах 18° - 25° . Наприклад, для ядер віддачі за енергією збудження 21 MeV та 25 MeV кут конуса буде рівний 33° та 22° відповідно. Взаємозв'язок кутів вильоту ядер віддачі тритію з утворених у разі непружного розсіяння ядер ${}^4\text{He}$ в збуджених станах можемо подивитися на рис. 1. Інформацію про енергію збудження рівнів взяли з табл. 4.3 [1]. На рис. 2 кутова залежність енергії ядер віддачі тритію, які збігаються з заселенням цих рівнів у непружному ${}^3\text{H}(\alpha, t){}^4\text{He}^*$ розсіянні.

Для того, щоби дослідити збуджені стани ядра ${}^4\text{He}$ до енергії збудження ≈ 26 - 27 MeV та канали розпаду збуджених рівнів раціональніше, використовуючи тричастинкові ${}^3\text{H}(\alpha, t-t)p$, ${}^3\text{H}(\alpha, t-\tau)n$ та ${}^3\text{H}(\alpha, t-d)d$ реакції, щоби аналізувати двовимірні спектри збігів, які були виміряні при розташуванні детектора тритонів під кутом у 15° .

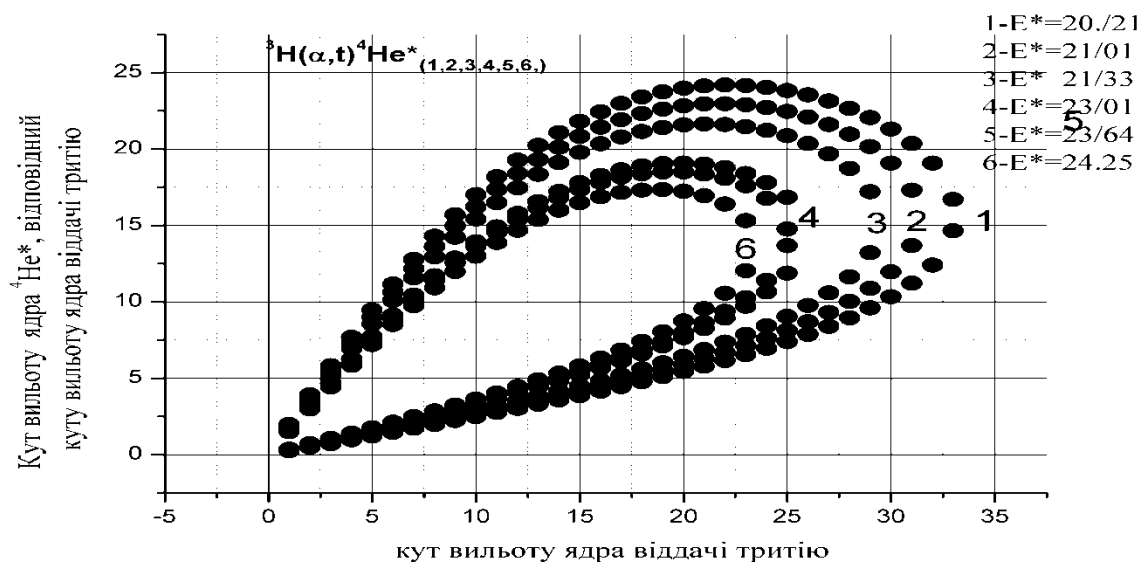


Рис. 1. Взаємозв'язки між кутами вильоту ядер віддачі тритонів та ядер ${}^4\text{He}^*$ в збуджених станах для непружного ${}^3\text{H}(\alpha, t){}^4\text{He}^*$ розсіяння.

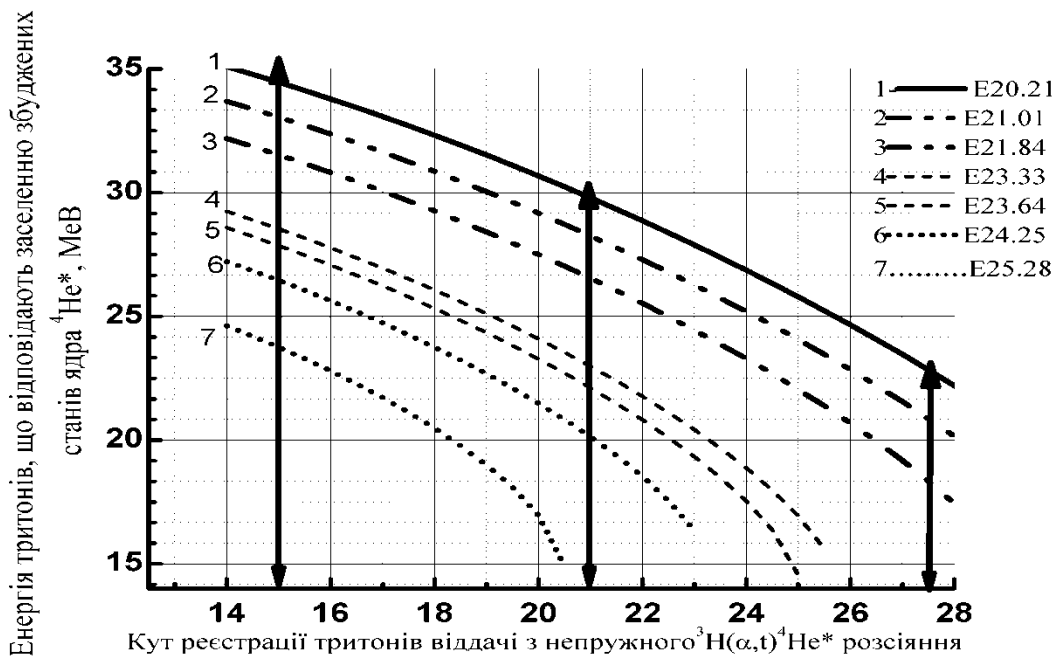


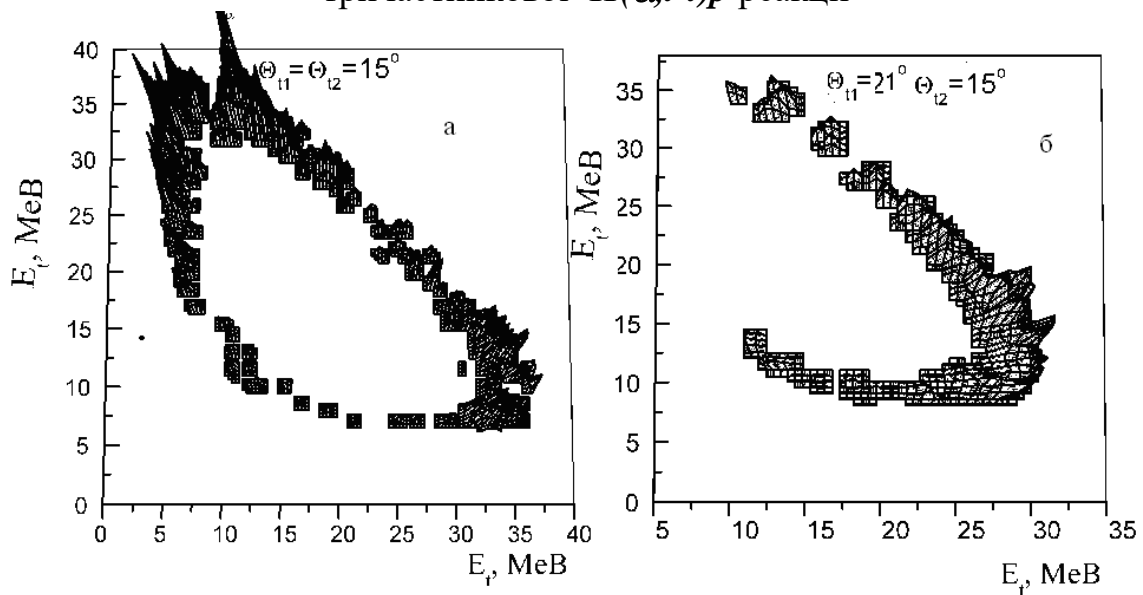
Рис. 2. Кутові залежності енергії тритонів віддачі з непружних ${}^3\text{H}(\alpha, t){}^4\text{He}^*_{(1,2,3,4,5,6,7)}$ розсіянь.

При дослідженні механізмів ${}^3\text{H}(\alpha, t)p$ та ${}^3\text{H}(\alpha, p-t)t$ реакцій шляхом аналізу двовимірних $(E-t, E-t)$ та $(E-p, E-t)$ спектрів використовували електронну блок-схему [4]. Щоби виокремити лише частинки, які нас цікавили під час детектуванні продуктів $\alpha+t$ -взаємодії, використовували два телескопи $\Delta E-E$, які розташовані ліворуч та праворуч від напрямку пучка. Лівий телескоп складався з поверхнево-бар'єрного ΔE детектора товщиною $400 \mu\text{m}$ та E детектора з NaI(Tl) кристалом розміром $20 \text{mm}\varphi * 20 \text{mm}$, правий - з поверхнево-бар'єрного ΔE детектора товщиною $90 \mu\text{m}$ та Si(Li) E детектора товщиною 3mm . Процедура процесу калібровки сцинтиляційного E детектора описана в роботі, а стандартна техніка використовували для поверхнево-бар'єрних детекторів. Сигнали з двох телескопів записували в часовому вікні 100ns .

а. Обробка експериментальних двовимірних спектрів збігів

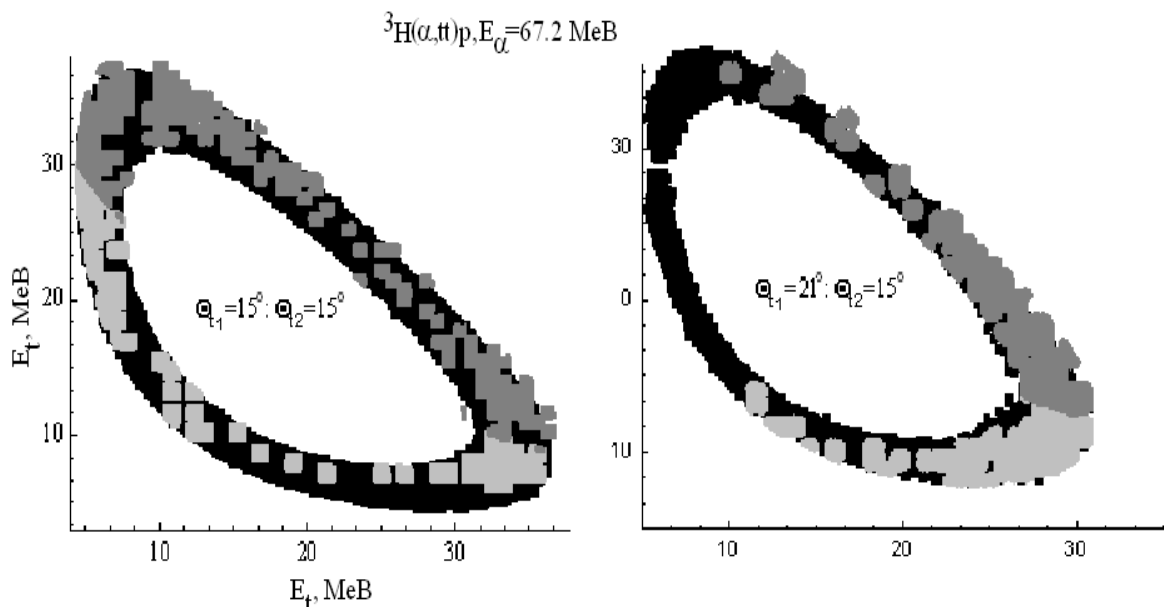
Метод Монте-Карло використовували для обробки двовимірних спектрів $t-t$ - та $p-t$ -збігів, які ми здобули після дослідження тричастинкової ${}^3\text{H}(\alpha, t-t)p$ реакції. Опрацювали отриману інформацію «поза лінією», що складалась із сортування експериментальних файлів з урахуванням проведеної калібровки спектрометрів, виокремленні подій, що відповідають в одному з телескопів реєстрації тритонів, в другому – тих же тритонів за

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



допомогою пакета програм адаптованих до ПК [5] і в результаті отримали двовимірні спектри t - t -збігів, що приведено на рис. 3, а на рис. 4 – уже після процедури Монте-Карло розіграшу. На верхніх та нижніх гілках (сірий та світло-сірий кольори відповідно) розмежованих локусах t - t -збігів містяться точкові розіграні події. Чорне тло – розраховану, з врахуванням реальних експериментальних умов за методом Монте-Карло, кінематично дозволєну частину фазового простору для цих подій.

Рис. 4. Кінематичні розрахунки положення локусів (чорне тло) t - t -збігів та розіграні на одиночні події двовимірні експериментальні спектри збігів t - t -збігів.



Для всіх розіграних подій двовимірного спектру маємо значення енергії всіх трьох частинок: два тритона (виміряні в експерименті) та протон (розрахували через закон збереження енергії та імпульсу), і використавши формулу $Q_{3i} = Et_{1i} + Et_{2i} + E_{pi} - E_{\alpha}$ знайшли значення величини теплового балансу в кожній точці й побудували спектр енергетичного балансу $Q_{зекс}$ для всього масиву розіграних точок. На рис. 5 показані спектри $Q_{зекс}$, які ми отримали після перерахунку двовимірних спектрів $t-t$ -збігів, які приведені на рис. 3 та 4. Значення $Q_{зекс}$ (максимум у спектрі) – критерій точності виставлення кутів реєстрації на збігу та визначення енергії пучка частинок E_{α} , ширина розподілу визначає абсолютну енергетичну похибку, з якою було виміряно ці двовимірний спектр, тому що вона залежить від: точності визначення енергії зареєстрованих частинок, енергетичного розмиття пучка, його геометричних розмірів та тілесних кутів детекторів.

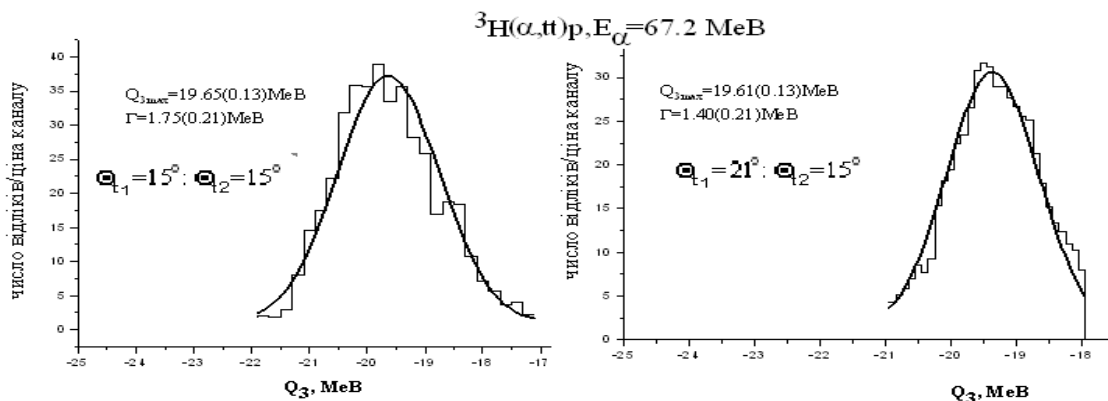


Рис. 5. Спектри енергетичного балансу $Q_{зекс}$, отримані з перерахунку двовимірних спектрів

У нашому експерименті ми отримали максимум розподілу для кутів реєстрації тритонів $\theta_{t1}/\theta_{t2} = 15^\circ/15^\circ$ та $21^\circ/15^\circ$ у межах похибки оцінки положення з використанням параметризації спектрів гаусіаном близький до розрахункової величини теплового балансу тричастинкової ${}^3H(\alpha, t-t)p$ реакції – **19.81 MeV**. У разі різних кутах реєстрації тритонів $\theta_{t1}/\theta_{t2} = 15^\circ/15^\circ$ та $21^\circ/15^\circ$ буде різні енергетичні ширини розподілів - **1.75 MeV** та **1.4 MeV** відповідно (цю відмінність можна пояснити кутовою залежністю).

Після цього, спроектували отримані двовимірні спектри на одну з енергетичних осей. Дана процедура полягає в тому, що підсумовуються точкові події відповідного локусу в межах комірки заданого розміру й завдяки цьому можемо отримати проєкції гілок двовимірних енергетичних локусів на енергетичні осі з довільним кроком ціни каналу. На рис. 6.а та 6.б приведені спектри проєкцій верхньої та нижньої гілок, відповідно, $t-t$ -збігів).

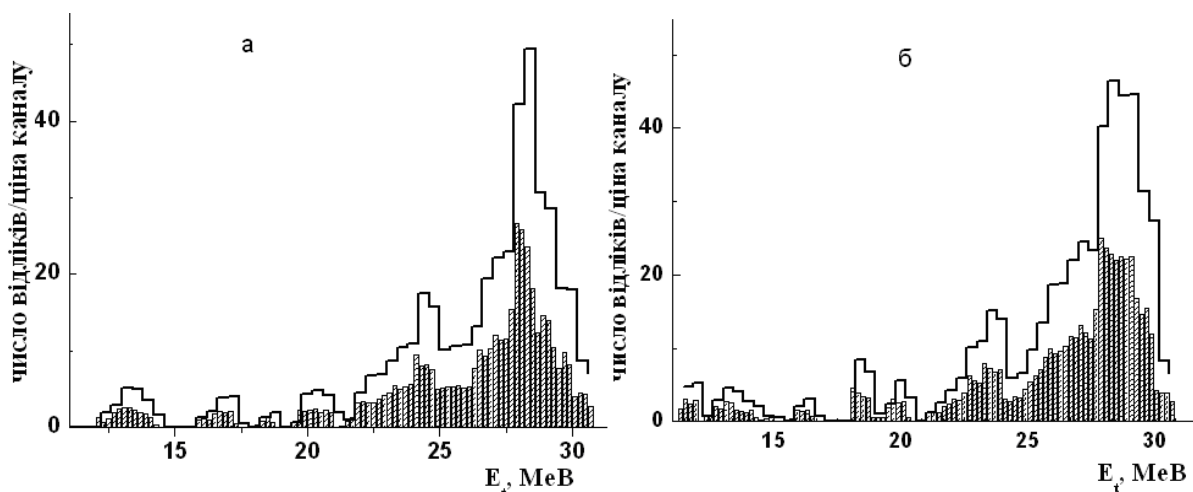


Рис. 6. Проєкції верхньої та нижньої гілок двовимірного спектру $t-t$ -збігів (рис 4.б) на вісь енергії тритона зареєстрованого під кутом 21° , отримані з різною ціною каналу.

На рис. 7 приведені отримані двовимірні спектри $t-t$ -, $\tau-t$ - та $t-d$ -збігів при куті реєстрації тритонів віддачі в 15° та 27.5° - відповідному компромісному куті реєстрації тритонів, τ -частинок та дейтронів, які з'явилися після розпаду збуджених рівнів ^4He .

Отримали залежність енергій збудження ядра ^4He від енергії зареєстрованих тритонів після обчислення залежності відносних енергій вихідних $t-t$ -, $\tau-t$ - та $t-d$ пар від енергії зареєстрованого тритону для верхніх гілок тричастинкових $^3\text{H}(\alpha, t-t)p$, $^3\text{H}(\alpha, t-\tau)n$ та $^3\text{H}(\alpha, t-d)d$ реакцій ($\theta_t=15^\circ$; $\theta_{t, \tau, d}=27.5^\circ$) та додавання відповідних величин енергій порогів розвалу ядра ^4He (рис. 8).

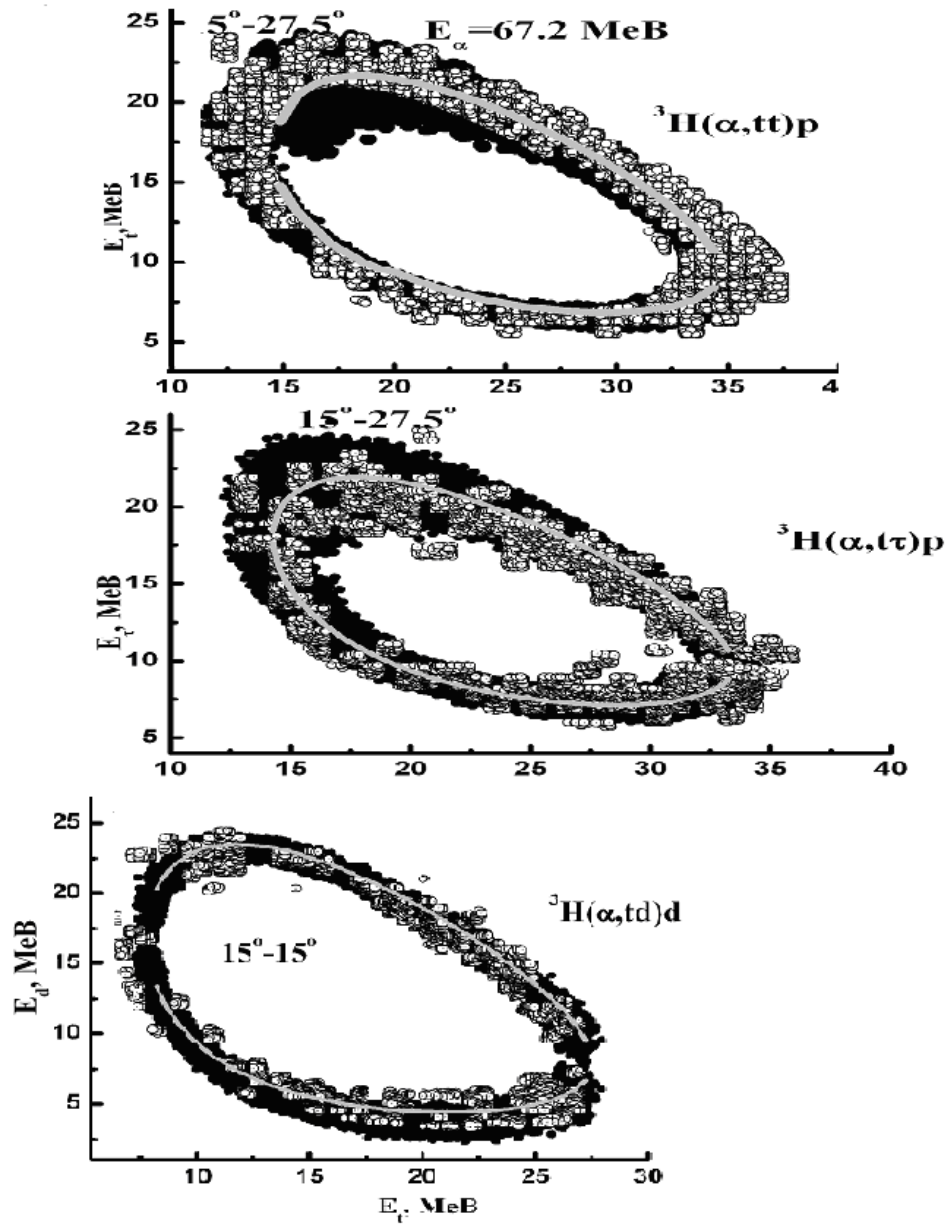


Рис. 7. На графіках приведені отримані двовимірні спектри $t-t$, $\tau-t$ та $t-d$ -збігів при куті реєстрації тритонів віддачі в 15° та 27.5° - відповідному компромісному куті реєстрації тритонів, τ -частинок та дейтронів, які з'явилися після розпаду збуджених рівнів ${}^4\text{He}$.

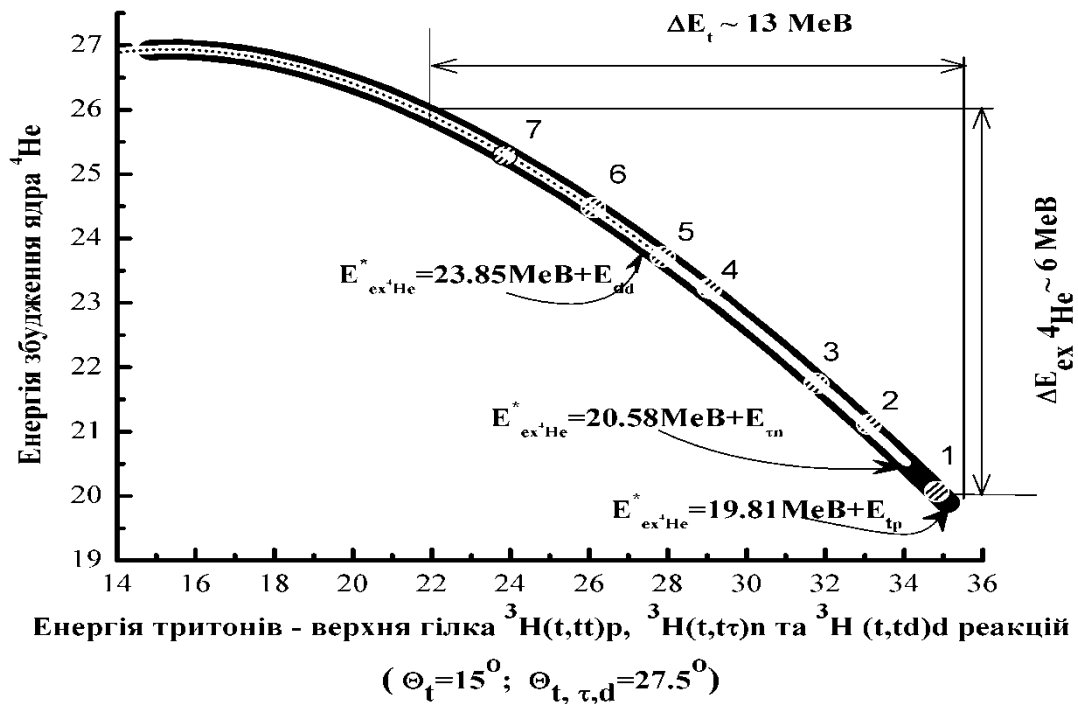


Рис. 8. Залежність енергії збудження ядра ${}^4\text{He}$ від енергії тритонів (верхня гілка). Криві чорного кольору, білого та пунктирна чорна представляють ${}^3\text{H}(\alpha, t-t)p$, ${}^3\text{H}(\alpha, t-\tau)n$, та ${}^3\text{H}(\alpha, t-d)d$ тричастинкові реакції, відповідно. Цифрами 1,2,3,4,5,6 та 7 позначені положення перших семи збуджених рівнів ядра ${}^4\text{He}$.

б. Визначення енергетичних параметрів збуджених станів ядра ${}^4\text{He}$

На рис. 8 видно, що, при представленому енергетичному діапазоні енергій тритонів ($14 \text{ MeV} < E_t < 35 \text{ MeV}$), залежності енергій збудження ядра ${}^4\text{He}$ від енергій тритонів для реакції ${}^3\text{H}(\alpha, t-t)p$ (покриває відрізок повністю), ${}^3\text{H}(\alpha, t-\tau)n$ (починається з 34 MeV) та ${}^3\text{H}(\alpha, t-d)d$ (починається з 28.5 MeV) збігаються між собою. Одночасно з цим, тричастинкові реакції містять інформацію про енергії збудження ядра ${}^4\text{He}$ до 27 MeV починаючи з 19.8 MeV , 20.58 MeV та 23.85 MeV відповідно. Також видно, що у випадку з тричастинковою ${}^3\text{H}(\alpha, t-t)p$ реакцією зменшення енергії тритонів на 13 MeV зростає енергія збудження лише на 6 MeV і це надає нам можливість використати явище кінематичної лінзи.

Після використання програми обробки за методом Монте-Карло двовимірних спектрів t - t , τ - t та t - d -збігів отримали проєкції верхніх гілок локусів – рис. 9.

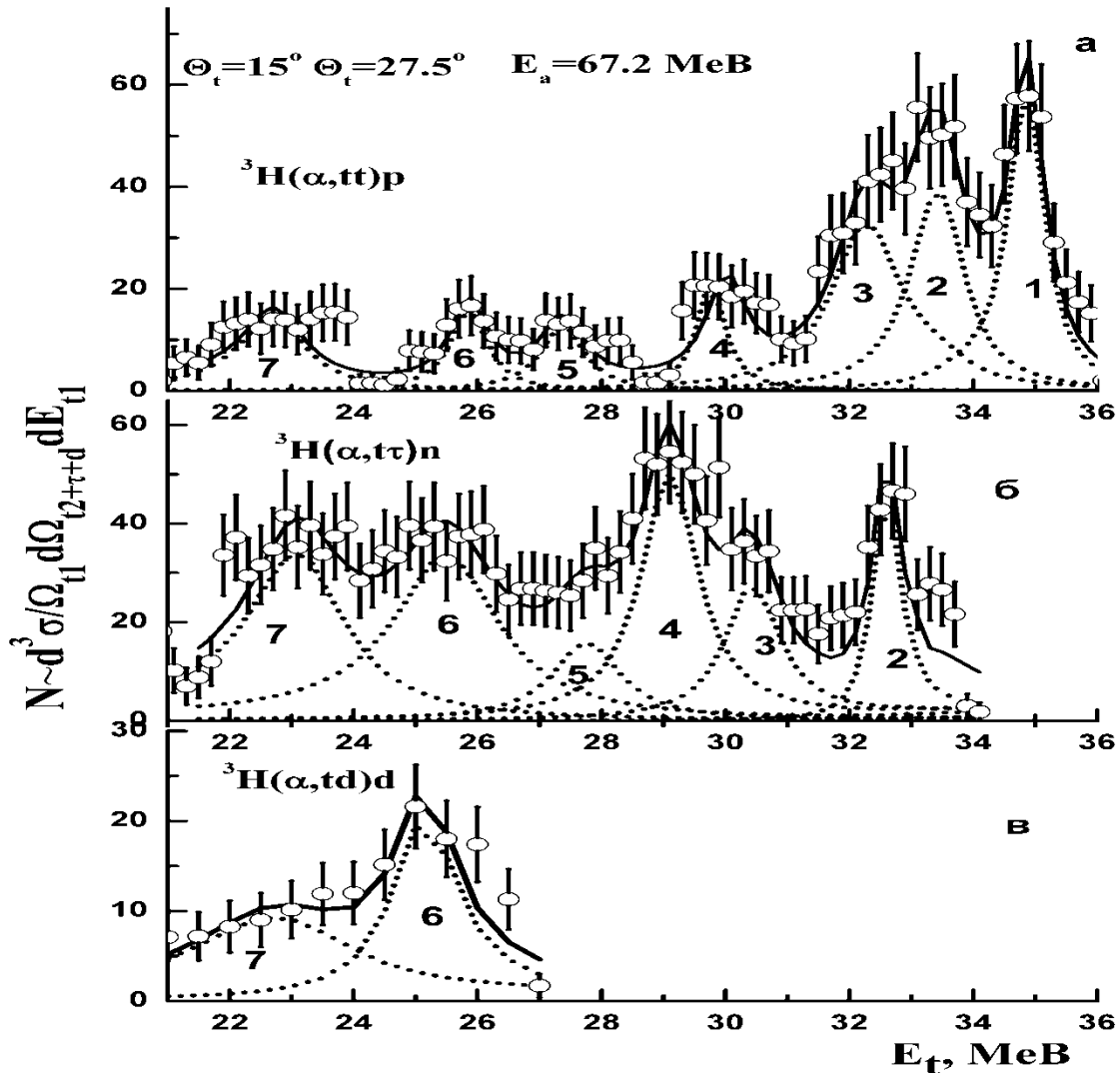


Рис. 9. Проєкції верхніх гілок двовимірних спектрів на вісь енергії тритонів та результати апроксимації використовуючи формулу Брейта-Вінгера. Цифрами позначено внески окремих збуджених рівнів ядра ${}^4\text{He}$.

В одномірних спектрах на рис. 9 обсервуємо складну резонансну структуру. На спектрі, який відповідає розпаду збудження рівнів ядер ${}^4\text{He}$ на $t+p$, ідентифікували сім збуджених станів (рис. 9.а), для $\tau+n$ моди розпаду – 6 (рис. 9.б) та для $d+d$ моди розпаду – 2 (рис. 9.в). Параметризація спектрів виконали використовуючи формулу Брейта-Вінгера адаптованого до умов нашого дослідження:

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_t d\Omega_{t,\tau,d} dE_t} \propto \rho(\Omega_t, \Omega_{t,\tau,d}, E_t) \sum_{j=1}^{n_{t,\tau,d}} C_j^{t,\tau,d} \frac{1/2 \Gamma_j^{t,\tau,d}}{(E_{t+p,\tau+n,d+d}^j - E_{t+p,\tau+n,d+d})^2 + (1/2 \Gamma_j^{t,\tau,d})^2}$$

- Ω_t – тілесний кут детектора тритонів;
- $\Omega_{t,\tau,d}$ – тілесний кут детектора, що реєстру тритони, τ -частинки та дейтрони, породжені розпадом збудження станів ядра ${}^4\text{He}$ через випромінювання відповідних пар частинок - $t+p$, $\tau+n$ та $d+d$;
- $\rho(\Omega_t, \Omega_{t,\tau,d}, E_t)$ – множник фазового простору для тієї тричастинкової реакції (${}^3\text{H}(\alpha, t-t)p$, ${}^3\text{H}(\alpha, t-\tau)n$ та ${}^3\text{H}(\alpha, t-d)d$), яка відповідає розпаду збуджених станів ядра ${}^4\text{He}$ через відповідну $t+p$, $\tau+n$ та $d+d$ моду розпаду;
- $C_j^{t,\tau,d}$ та $\Gamma_j^{t,\tau,d}$ – амплітуда утворення та енергетичні ширини j -го збудженого стану, що розпадається через випромінювання відповідних пар $t+p$, $\tau+n$ та $d+d$ частинок;
- $E_{t+p,\tau+n,d+d}^j$ – резонансні значення відносної енергії відповідних пар $t+p$, $\tau+n$ та $d+d$ частинок, що відповідають прояву j -го збудженого стану;
- $E_{t+p,\tau+n,d+d}$ – залежності відносної енергії вихідних пар частинок від енергії тритонів;
- $n_{t,\tau,d}$ – число збуджених рівнів з відповідною $t+p$, $\tau+n$ та $d+d$ кластерною будовою.

Розрахунок енергетичних залежностей $\rho(\Omega_t, \Omega_{t,\tau,d}, E_t)$ та $E_{t+p,\tau+n,d+d}$ від енергії тритонів, з урахуванням експериментальних умов експерименту, проводили використовуючи метод Монте-Карло. Апроксимацію спектрів виконували з використанням методу найменших квадратів до виразу (варіювалися величини $C_j^{t,\tau,d}$, $\Gamma_j^{t,\tau,d}$ та $E_{t+p,\tau+n,d+d}^j$) і, результат видно, на рис. 9 у вигляді пунктирних та суцільної ліній, де пунктирна – описує внески до спектрів окремих збуджених рівнів ядра ${}^4\text{He}$, а суцільна – їх сума.

На рис. 10 показані спектри збудження відповідні окремим модам розпаду після ділення спектрів проекції на обчислені, для даних кінематичних умов, відповідні значення множника фазового простору і представити в залежності від енергії збудження ядра ${}^4\text{He}$.

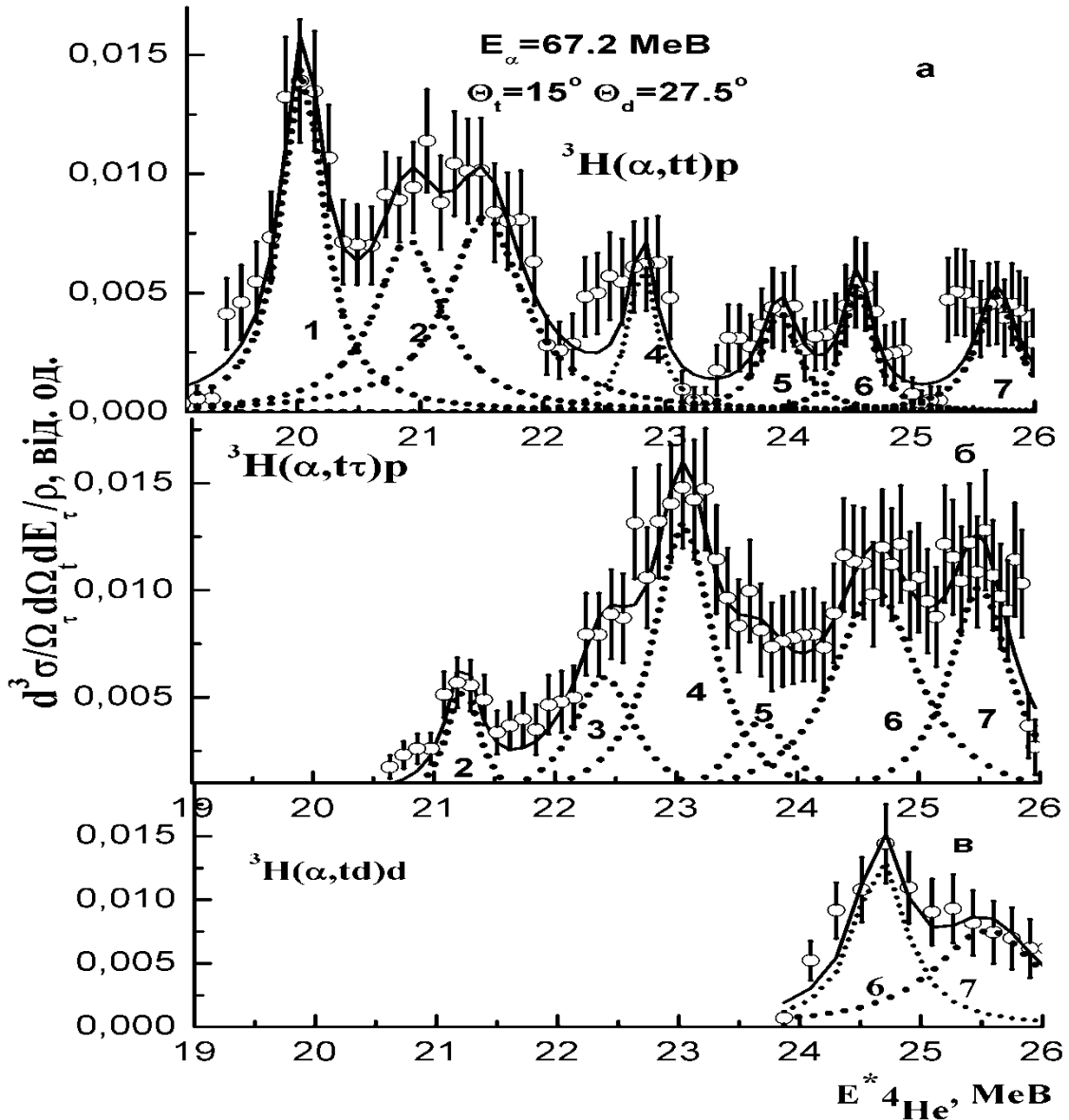


Рис. 10. Перераховані спектри-проекції (рис. 9.а, .б та .в) в спектри збудження ядра ${}^4\text{He}$, що відповідають модам розпаду збуджених рівнів ядра на : а - $t+p$; б - $\tau+n$; та в - $d+d$. Цифрами позначені внески окремих збуджених рівнів.

У табл. 1 приведені $E_{t+p,\tau+n,d+d}^j$ резонансні значення відносної енергії відповідних пар $t+p$, $\tau+n$ та $d+d$ частинок, що відповідають прояву j -го збудженого стану, після перерахунку в енергії збудження цих рівнів $E_{\text{вх}}^j \text{ } ^4\text{He} = E_{t+p,\tau+n,d+d}^j + E_{\text{ПОР}} \text{ } ^4\text{He} \rightarrow t+p(\tau+n,d+d)$, $E_{\text{ПОР}} \text{ } ^4\text{He} \rightarrow t+p(\tau+n,d+d)$ – відповідні енергії порогу розвалу ядра ^4He на $t+p$, $\tau+n$ та $d+d$ разом з отриманими енергетичними ширинами цих рівнів $\Gamma_j^{t,\tau,d}$ та похибки.

Отримані в експерименті енергії збудження та енергетичні ширини перших семи збуджених рівнів ядра ^4He , у межах похибок, узгоджуються між собою.

Табл. 1. Енергії збудження та енергетичні ширини збуджених рівнів ядра ^4He , отримані з дослідження тричастинкових $^3\text{H}(\alpha, t-t)p$, $^3\text{H}(\alpha, t-\tau)n$ та $^3\text{H}(\alpha, t-d)d$ реакцій. $E_\alpha = 67.2 \text{ MeV}$, $\theta_t = 15^\circ$: $\theta_t = \theta_\tau = \theta_d = 27.5^\circ$.

№	Розпад на $t+p$		Розпад на $\tau+n$		Розпад на $d+d$	
	$E_{\text{ex}}^j \text{ } ^4\text{He} = E_{tp}^j + 19.8 \text{ MeV}$	$\Gamma_j^t, \text{ MeV}$	$E_{\text{ex}}^j \text{ } ^4\text{He} = E_{\tau n}^j + 20.58 \text{ MeV}$	$\Gamma_j^\tau, \text{ MeV}$	$E_{\text{ex}}^j \text{ } ^4\text{He} = E_{dd}^j + 23.85 \text{ MeV}$	$\Gamma_j^d, \text{ MeV}$
1	20.04(0.07)	0.42(0.15)	-	-	-	-
2	21.01(0.10)	0.66(0.39)	21.26(0.12)	0.38(0.10)	-	-
3	21.75(0.15)	0.76(0.29)	22.30(0.19)	0.65(0.30)	-	-
4	23.01(0.10)	0.33(0.33)	23.13(0.10)	0.55(0.25)	-	-
5	23.92(.12)	0.37(0.18)	23.75(0.14)	0.59(0.63)	-	-
6	24.66(0.11)	0.29(0.11)	24.71(0.10)	0.83(0.44)	24.66(0.11)	0.50(0.20)
7	25.69(0.10)	0.40(0.12)	25.57(0.13)	0.63(0.17)	25.55(0.17)	1.04(0.61)

Застосування методу Монте-Карло для визначення співвідношення мод розпаду збуджених рівнів

В експерименті одночасно реєстрували події, які відповідають розпаду одних і тих самих незв'язаних збуджених станів ядра ${}^4\text{He}$ на різних каналах розпаду (починаючи з другого та закінчуючи сьомим рівнями розпадаються опромінення пар частинок $t+p$ та $\tau+n$, а на шостому та сьомому рівнях отримали розпад через опромінення пари $d+d$). Перший детектор реєстрував збіг непружно-розсіяного тритона, що свідчить про те, що утворився один зі збуджених станів ядра ${}^4\text{He}$, а другий детектор – кожен можливий продукт розпаду саме цього збудженого стану, тобто отримували дані енергій збудження та енергетичні ширини рівнів. Додатковий аналіз цих експериментальних даних надав нам інформацію про співвідношення гілок розпаду збуджених станів. Експериментальне співвідношення мод розпаду окремого збудженого стану це співвідношення часток від сум подій (одночасна реєстрація в кореляційному експерименті розпад у кожній із мод окремого збудженого стану), які відповідають вкладам окремих мод розпаду, розділених на ефективність реєстрації подій (відповідають кожній моді розпаду).

Використавши моделювання через метод Монте-Карло оцінили ефективність реєстрації розпаду збуджених незв'язаних станів ядер ${}^4\text{He}$, які заселили після непружного розсіяння прискорених α -частинок на ядра тритію та досліджувалися через реєстрації одним детектором непружно-розсіяних ядер віддачі тритія на збігу з одним із продуктів розпаду відповідних збуджених станів ядра ${}^4\text{He}$ на другому детекторі, в залежності від, того по якому з каналів був дозволений цей розпад. Для моделювання методом Монте-Карло потрібні мати точно визначенні експериментальні параметри кінематично-повного дослідження тричастинкової ядерної реакції: енергетичний розкид енергії пучка прискорених частинок, розміри плями від пучка на мішені, товщина мішені, розміри тілесних кутів та енергетична

роздільна здатність детекторів. Дану тричастинкову реакцію можна поділити на дві стадії.

Перша стадія – квазідвочастинковий процес утворення непружно-розсіяного ядра тритія та ядра ${}^4\text{He}$ в збудженому стані. На даному етапі розігрували енергетичні та геометричні умови дослідження ядерної взаємодії: місце ядерної взаємодії в мішені (положення плями від пучка та товщину), місце реєстрації в детекторі непружно-розсіяних тритонів віддачі, первинна енергія пучка до взаємодії – E_{pi} . Врахувавши втрати енергії пучка в мішені E_{pi}^* та розрахувавши значення кута вильоту непружно-розсіяного тритона θ_{Ti} , визначили енергію першої зареєстрованої частинки E_{1i} , енергію та кут вильоту ядра ${}^4\text{He}$ у заданому збудженому стані – E_{2+3i}^* , θ_{2+3i} для розіграних геометричних умов.

Друга стадія – розпад збудженого стану ядра ${}^4\text{He}$ через доступну енергетичну моду розпаду на частинки $2+3$. Розрахували енергію E_{2i} вильоту розпадної частинки 2, яку повинен був зареєструвати детектор, та розіграли кут вильоту цієї частинки в системі центру мас, перевели дану величину в лабораторну систему θ_{2i} та визначили чи попала частинка в детектор. За умовою, що частинка попала на детектор, використовували закони збереження енергії та імпульсу для тричастинкової реакції, щоби визначити енергію E_{3i} та кут вильоту θ_{3i} третьої незареєстрованої частинки й розраховували інші кінематичні співвідношення – відносні енергії вихідних пар частинок E_{12i} , E_{23i} , та E_{13i} . Після цього повторили всі вищезазначені операції для нового акту моделювання. За умовою, що частинка 2 не була зареєстрована детектором відразу починали моделювання з початку.

Співвідношення між кількістю зареєстрованих подій другим детектором та кількістю процедур розіграшів є оцінкою ефективності реєстрації розпаду вибраного збудженого стану ядра ${}^4\text{He}$, що розпадається через канал $2+3$ для наших експериментальних умов.

Дані отримані після моделювання Монте-Карло співпадають з результатами, які отримали після реального експерименту тричастинкових реакцій. У разі вибору певного стану збудження ймовірність конкретного моду розпаду збільшується. Наприклад, для першого рівня збудження з енергією **20.04 MeV**, для першої тричастинкової реакції ${}^3\text{H}(\alpha, t-t)p$, ймовірність розпаду на канал $t+p$ буде рівна **1**, а при збільшені енергії збудження для наступних рівнів падає до **0.28**. При цьому, починаючи з другого й до сьомого рівня, для тричастинкової реакції ${}^3\text{H}(\alpha, t-\tau)n$, ймовірність на розпад $\tau+n$ складає **0.39** (для першої тричастинкової реакції – **0.61**) і падає до **0.1**. На шостому та сьомому рівні збудження за умовою третьої тричастинкової реакції ${}^3\text{H}(\alpha, t-d)d$, з енергією збудження **24.66 MeV** та **25.55 MeV**, можливий канал розпаду $d+d$, а ймовірності буде дорівнювати **0.58** та **0.7** відповідно (для ${}^3\text{H}(\alpha, t-t)p$ становить **0.28** та **0.2**, для ${}^3\text{H}(\alpha, t-\tau)n$ – **0.14** та **0.1** відповідно).

У табл. 2 приведені результати розрахунків ефективності реєстрації перших семи збуджених станів, які відповідають співвідношенню мод розпаду. Помітно, що у разі росту енергії збудження станів буде збільшуватися кількість мод розпаду ядра і, при цьому, ймовірність розпаду по певному каналу для кожного збудженого стану є максимальна при енергії збудження – близька до порогу розпаду ядра на відповідні частинки. Наприклад, для стану з енергією збудження **25.69 MeV** ймовірність розпаду по каналу $d-d$ складає **0.7** (порог розвалу ядра ${}^4\text{He}$ на два дейтрони – **23.85 MeV**), але по каналу $t-p$ лише **0.2**.

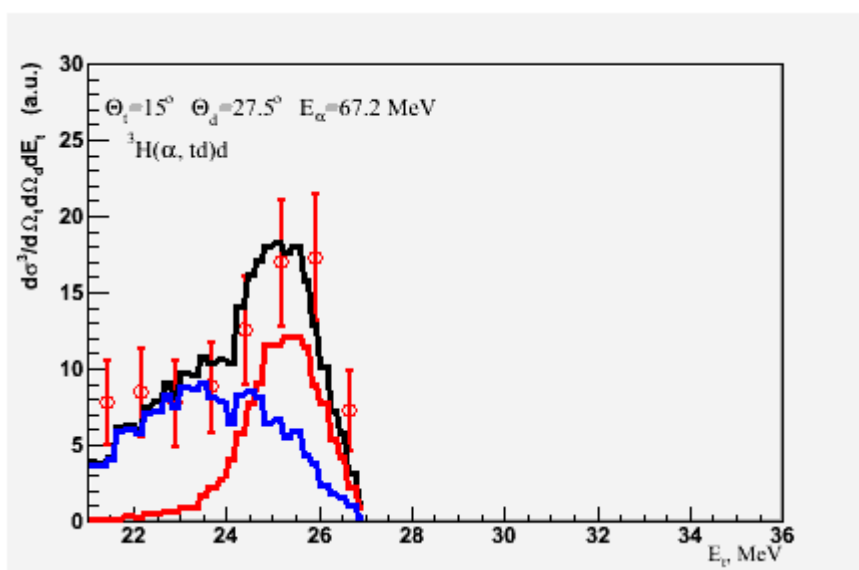
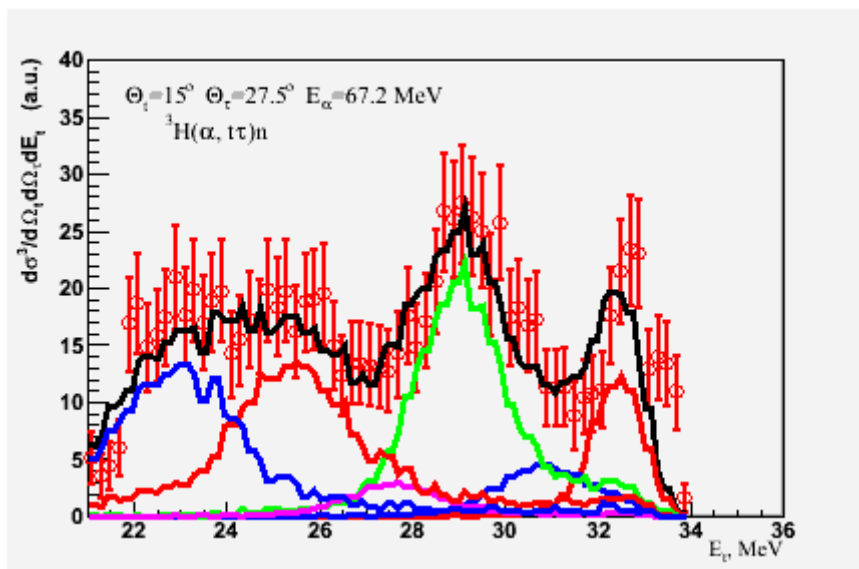
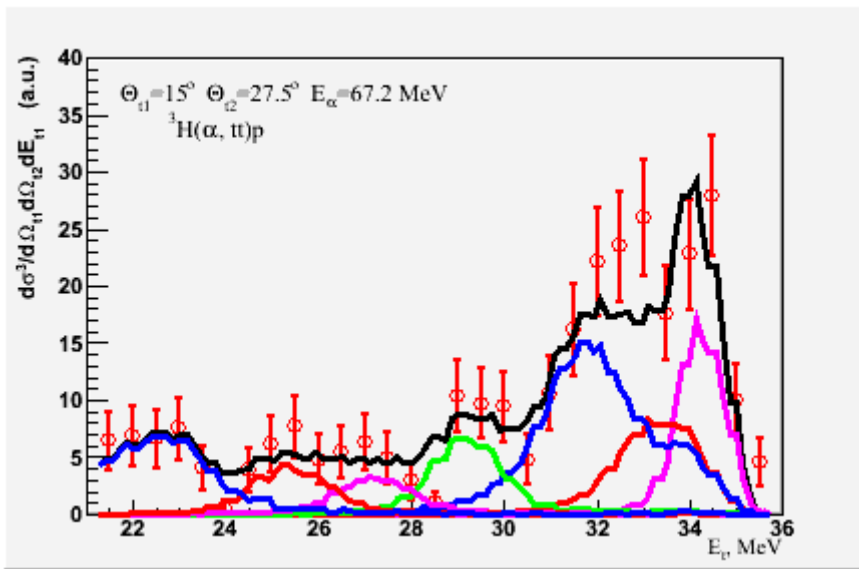


Рис. 11. Результати Монте-Карло моделювання проєкцій двовимірних спектрів збігів t - t , t - ${}^3\text{He}$ та t - d

Табл. 2. Енергії збудження, ширини та ефективності реєстрації збуджених

	${}^3H(\alpha, t-t)p$			${}^3H(\alpha, t-\tau)n$			${}^3H(\alpha, t-d)d$		
	<i>E*</i> , MeB	<i>Г</i> , MeB	<i>part</i>	<i>E*</i> , MeB	<i>Г</i> , MeB	<i>part</i>	<i>E*</i> , MeB	<i>Г</i> , MeB	<i>part</i>
1	20.04(0.07)	0.42(015)	1	-	-	-	-	-	-
2	21.01(0.11)	0.66(0.39)	0.61	21.26(0.12)	0.38(0.10)	0.39	-	-	-
3	21.75(0.15)	0.76(0.29)	0.66	22.30(0.19)	0.65(0.30)	0.34	-	-	-
4	23.01(0.10)	0.33(0.33)	0.65	23.13(0.1)	0.55(0.25)	0.35	-	-	-
5	23.92(0.12)	0.37(0.18)	0.65	23.75(0.14)	0.59(0.63)	0.35	-	-	-
6	24.66(0.11)	0.29(0.11)	0.28	24.71(0.10)	0.83(0.44)	0.14	24.66(0.11)	0.50(0.20)	0.58
7	25.69(0.10)	0.40(0.12)	0.20	25.57(0.13)	0.63(0.17)	0.10	25.55(0.17)	1.04(0.61)	0.70

Висновки

Отримали двовимірні спектри $t-t$ -, t - ${}^3\text{He}$ та $d-d$ -збігів з тричастинкових ${}^3\text{H}(\alpha, t-t)p$, ${}^3\text{H}(\alpha, t-\tau)p$ та ${}^3\text{H}(\alpha, t-d)d$ реакцій за енергією пучка α -частинок $E_\alpha = 67.2 \text{ MeV}$ в кінематично-повному експерименті. В одній експозиції отримали:

- З аналізу двовимірного спектру $t-t$ -збігів тричастинкової ${}^3\text{H}(\alpha, t-t)p$ реакції – енергії збудження та енергетичні ширини перших семи збуджених рівнів ядра ${}^4\text{He}$, що мають $t+p$ кластерну будову;
- З аналізу двовимірного спектру $t-\tau$ -збігів тричастинкової ${}^3\text{H}(\alpha, t-\tau)p$ реакції – енергії збудження та енергетичні ширини шести збудження рівнів ядра ${}^4\text{He}$, починаючи з другого збудженого рівня, окрім $t+p$, проявляється і $\tau+n$ кластерна структури;
- З аналізу двовимірного спектру $d-d$ -збігів тричастинкової ${}^3\text{H}(\alpha, t-d)d$ реакції – енергії збудження та енергетичні ширини шостого і сьомого збуджених рівнів ядра ${}^4\text{He}$ мали всі три властивості $t+p$, $\tau+n$ та $d+d$ кластерних структур.

Отримані енергія збудження та ширина першого збудженого рівня ядра ${}^4\text{He}$ через вивчення тричастинкової реакції ${}^3\text{H}(\alpha, t-t)p$ збігаються з даними, які приведені в табл. 3.3 у роботі [1] та з результатами багатьох експериментів, які присвячені визначенню енергетичних характеристик цього стану в реакціях: ${}^3\text{H}(d,n){}^4\text{He}$ [6-8], ${}^3\text{He}(d,p){}^4\text{He}$ [9], ${}^3\text{He}(t,d){}^4\text{He}$ [9], ${}^6\text{Li}(p, {}^3\text{He}){}^4\text{He}$ [10], ${}^6\text{Li}(d, {}^4\text{He}){}^4\text{He}$ [10], ${}^4\text{He}(p,p'){}^4\text{He}$ [11], ${}^4\text{He}(e,e'){}^4\text{He}$ [12], ${}^4\text{He}(\alpha, \alpha'){}^4\text{He}$ [13-16].

Після дослідження тричастинкових ${}^3\text{H}(\alpha, t-t)p$ та ${}^3\text{H}(\alpha, t-\tau)p$ реакцій мали енергетичні характеристики з похибкою узгоджуються між собою та збігаються з даними в компіляційній роботі [2].

Виявили, що ймовірність розпаду по конкретному каналу для кожного збудженого стану є максимальна при енергії збудження, яка близька до порогу розпаду ядра на відповідні частинки, після оцінки ефективності реєстрації розпаду збуджених станів ядра ${}^4\text{He}$ та виведення співвідношення мод розпаду для кожного з станів, які спостерігали, за допомогою методу Монте-Карло.

Джерела

1. Tilley D.R, Cheves C.M. , Godwin J.L., Hale G.M., Hofmann H.M. , Kelley J.H. , Sheu C.G. and Weller H.R. //Energy levels of light nuclei A=5, 6, 7 Nucl.Phys A, V.708, 2002, P. 3 -163168 Tilley D.R., Weller H.R and Hale G.M. Energy Levels of Light Nuclei A=4 // Nucl. Phys.–1992.- A 541.-P. 1-157
2. Tilley D.R., Weller H.R and Hale G.M. Energy Levels of Light Nuclei A = 4 // Nucl. Phys.–1992.- A 541.-P. 1-157
3. Traykov E., Rogachevskiy A., Dammalapati U. ,Production of Radioactive Nuclides in Inverse Reaction Kinematicsar//Xiv:nucl-ex/0608016 v1 8 Aug 2006
4. Povoroznyk O., Gorpinich O.K., Jachmenjov O.O. et al. The high-lying ${}^6\text{Li}$ levels at excitation energy around 21 MeV J.Phys.Soc.Jpn. 80, 094204 (2011)
5. Поворозник О.М. Розрахунок кінематичних співвідношень тричастинкових реакцій та обробка даних з використанням Методу Монте –Карло// Ядерна фізика та енергетика Київ, 2007, №2(20) , С.131-139
6. Lefevre H.W., Borches R.R. and Poppe C.H. Neutrons from Deuteron Breakup on D, T, and He^4 //Phys.Rev.- 1962.- V.128.- P.1328-1335.
7. Poppe C.H. Evidence for an excited state of the alpha particle from d + t neutron spectra.//Phys.Letters.-1962.- V.2.- P.171-173.
8. Poppe C.H., Holbrow C.H. and Borches R.R. Neutrons from D + T and D + H //Phys.Rev..-1963.-V.129.- P.733 – 739.
9. Jarmie N, Stokes R.H.,Olhsen G.G. and Newsome R.W. Experimental Study of Excited ${}^4\text{H}$, ${}^4\text{He}$ and ${}^4\text{Li}$ Nuclear Systems //Phys.Rev.-1967.-V.161.- P.1050-1060
10. Černý J., Detraz C. and Pehl R.H. Li^4 and the Excited Levels of He^4 //Phys.Rev.Letters .-1965.- V.15.- P.300-303.

11. Williams L.E. Continuum Resonances in $\text{He}^4(p, p)'\text{He}^4$ //Phys.Rev.-1966.- V.144.- P.815-822.
12. Frosch R.F., Rand R.E.,Crannell J.S. et al. Inelastic electron scattering from ^4He // Nucl.Phys.A.-1968.- V.110.- P.657-673.
13. Gross E.E., Hungerford e.v., Malanify J.J. et al. Investigation of the Reaction $^4\text{He} (^4\text{He}, ^4\text{He}) ^4\text{He}^*$ at 64 MeV //Phys. Rev.-1969.-V. 178.-P. 1584 – 1590.
14. Baumgartner M., Gubler H. P., Heller M. et al. The α^* and the neutron scattering lengths of ^3He //Nucl.Phys. A.-1981.- V. 368.- P.189-200.
15. Haase E. L., Wang W. N. and Fawzi M. A. Kinematically complete investigation of $T = 0$ excited states of ^4He by inelastic scattering of α -particles on ^4He //Nucl.Phys. A.-1971.-V. 172.- P. 81-98.
16. Franz H.W. A new excited level in ^4He //Physics Letters B.-1968 .-V. 27.- P. 541-543.
17. *Ермаков С. М.* Методы Монте-Карло и смежные вопросы. М.: Наука, 1999г