

Інклюзивні спектри продуктів реакції $d+{}^3\text{H}$ при енергії пучка дейтронів 37 MeV

В.О. Альошин, О.О.Белюскіна, С.В. Бердніченко, В.І. Гранцев, В.О. Грашилін, Т.І.,
Доронін М.І., Кібкало, К.К. Кісурін, В.О. Кісурін, О.В. Коваленко, М.Ф. Коломієць,
А.Л.Литвинський, І.О. Мазний, О.М. Мофа, С.Є. Омельчук, Г.П. Палкін, Ю.С.
Рознюк, Б.А. Руденко, Л.С. Салтиков, В.Г. Савчук, В.С. Семенов, Л.І. Слюсаренко,
Б.Г. Стружко, В.А. Шитюк, А.М. Щур

Інститут ядерних досліджень НАН України. Київ

Презентуються результати вимірювань інклюзивних спектрів протонів, дейтронів, тритонів та ядер ${}^3\text{He}$, утворених у процесі взаємодії ядер дейтерію й тритію. Експеримент виконано на ізохронному циклотроні У-240 ІЯД НАН України при енергії пучка дейтронів 36,9 MeV. Отримано експериментальні диференціальні перерізи пружного розсіювання T(d,d)T. Проведено аналіз енергетичних спектрів протонів і ${}^3\text{He}$ -частинок. Характерні риси інклюзивного спектра протонів описуються завдяки врахуванню процесів послідовного розпаду через резонанс ${}^4\text{H}^*$ та взаємодії в кінцевому стані синглетної пари нейтрон-протон. Форму спектра ядер ${}^3\text{He}$ вдалося пояснити, враховуючи в реакції ${}^3\text{H}(d,{}^3\text{He})n$ процеси взаємодії двох нейтронів у кінцевому стані та послідовного розпаду через резонанс ${}^4\text{He}^*$ ($E_x = 21.2$, $\Gamma = 0.7$ MeV), а також інтерференцію резонансної амплітуди й амплітуди Ватсона-Мігдала.

1. Вступ

Ядерні реакції дейтронів із ядрами тритію ще недостатньо досліджені, в той же час вони являють значний інтерес, оскільки, з одного боку, є достатньо малочастинкові, щоб застосувати мікроскопічні теорії, а з іншого, досить інформативні завдяки цілому ряду відкритих вихідних каналів. Зокрема, тричастинкові канали дають змогу досліджувати характеристики резонансів ядер ${}^4\text{H}^*$ [1-3] і ${}^4\text{He}^*$ [4,5] та моди їх розпаду, процеси взаємодії нуклонів у кінцевому стані, що супроводжуються явищами перезарядки і спінізоспін фліпу, властивості тринейтронної системи.

Дану роботу присвячено вивченню процесів взаємодії дейтронів із ядрами тритію при енергії 36.9 MeV. Опис експериментальної установки та процедури вимірювань викладено в другому розділі. Третій розділ присвячено методам обробки експериментальної інформації. Експериментальні результати та їх обговорення приведено в четвертому розділі.

2. Експериментальна частина

Експериментальні дослідження виконано на пучку дейтронів, прискорених до енергії 36.9 MeV в ізохронному циклотроні Інституту ядерних досліджень НАН України.

Схему установки, на якій виконувалися дослідження, показано на рис.1. Пучок іонів дейтерію, виведений з прискорювача, за допомогою зворотних магнітів та квадрупольних лінз транспортувався в експериментальне приміщення. Формування пучка іонів здійснювалося визначальними (D_1 , D_2) та антирозсіювальними (A_1 , A_2) діафрагмами, а також квадрупольними лінзами (ЛЛ1, ЛЛ2). Для зменшення фону в камері розсіювання перед захисною стіною боксу (у лінзовому коридорі) додатково було встановлено обмежуючі діафрагми (D_0).

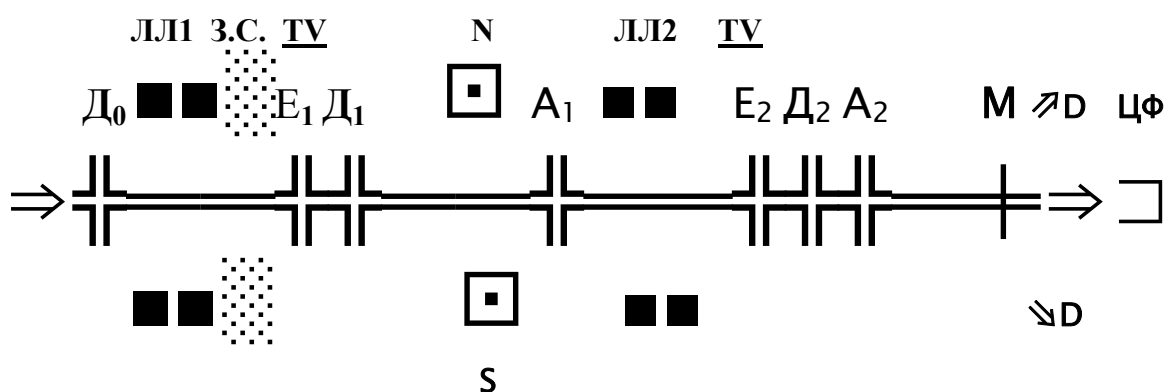


Рис.1. Схема експерименту. E_1 , E_2 – Екрани, D_1 , D_2 та A_1 , A_2 – діафрагми, ТВ – камера візуального спостереження, М – мішень, що досліджується, D – Детектори, ЛЛ1, ЛЛ2 – квадрупольні лінзи, NS - магніт, З.С. – захисна стіна експериментального боксу, циліндр Фарадея.

Спостереження за транспортуванням пучка проводилися шляхом перекривання пучка іонів “Екранами” (E_1 , E_2) та реєстрацією з них електро та відео сигналів. Кожний з елементів колімуючої системи встановлювався під пучком послідовно. Найкраще (максимальне) проходження пучка іонів визначалося шляхом оптимізації сигналів із діафрагм та екранів. Струм іонів, що пройшов систему колімування, реєструвався циліндром Фарадея (ЦФ), поєднаним з інтегратором струму.

Досліджувані мішені вмонтовувалися в спеціальний пристрій у центрі камери розсіювання. В експерименті використовувалися Ti-T та Ti- мішені. Ti-T- мішень виготовлено в ІЯД за новою технологією. Це титанова плівка товщиною $4,9 \text{ мг/см}^2$, яку насичено тритієм до активності $7,57 \text{ Кі}$. Товщина шару тритію Р (мг/см^2) у матриці титану розраховувалася, виходячи з його активності.

$$P = \frac{aM}{\lambda AS}, \quad (1)$$

де a – активність мішені, $a=2,80 \times 10^{11}$ Бк, M – масове число, λ – стала розпаду; $\lambda=0,693/T$, $T=12,26$ року; A – число Авогадро; S – площа активної зони.

Товщину шари тритію в матриці титану було визначено як $P=0,306 \pm 0,76$ мг/см². На жаль, титан-тритієві мішені (як і газові), мають загальний недолік – присутність у мішені домішок водню [7].

Телескопи з напівпровідникових (ΔE) і сцинтиляційних (E) детекторів використовувалися для реєстрації протонів, дейтронів та тритонів. Геліони та α -частинки реєструвалися телескопом, що складався з напівпровідникових кремнієвих детекторів ΔE , товщиною 56 мкм, та E , товщиною 2,5 мм.

Реєстрація заряджених частинок здійснювалася трьома телескопами (ΔE - E), які встановлювалися в камері розсіювання. Два однакових телескопи, що склалися з ΔE поверхнево бар'єрних кремнієвих детекторів та з E детекторів із NaI(Tl) сцинтиляторами, було розміщено по різні сторони від осі пучка в площині реакції. Третій телескоп складався з ΔE і E поверхнево бар'єрних кремнієвих детекторів, і також розміщувався в площині реакції.

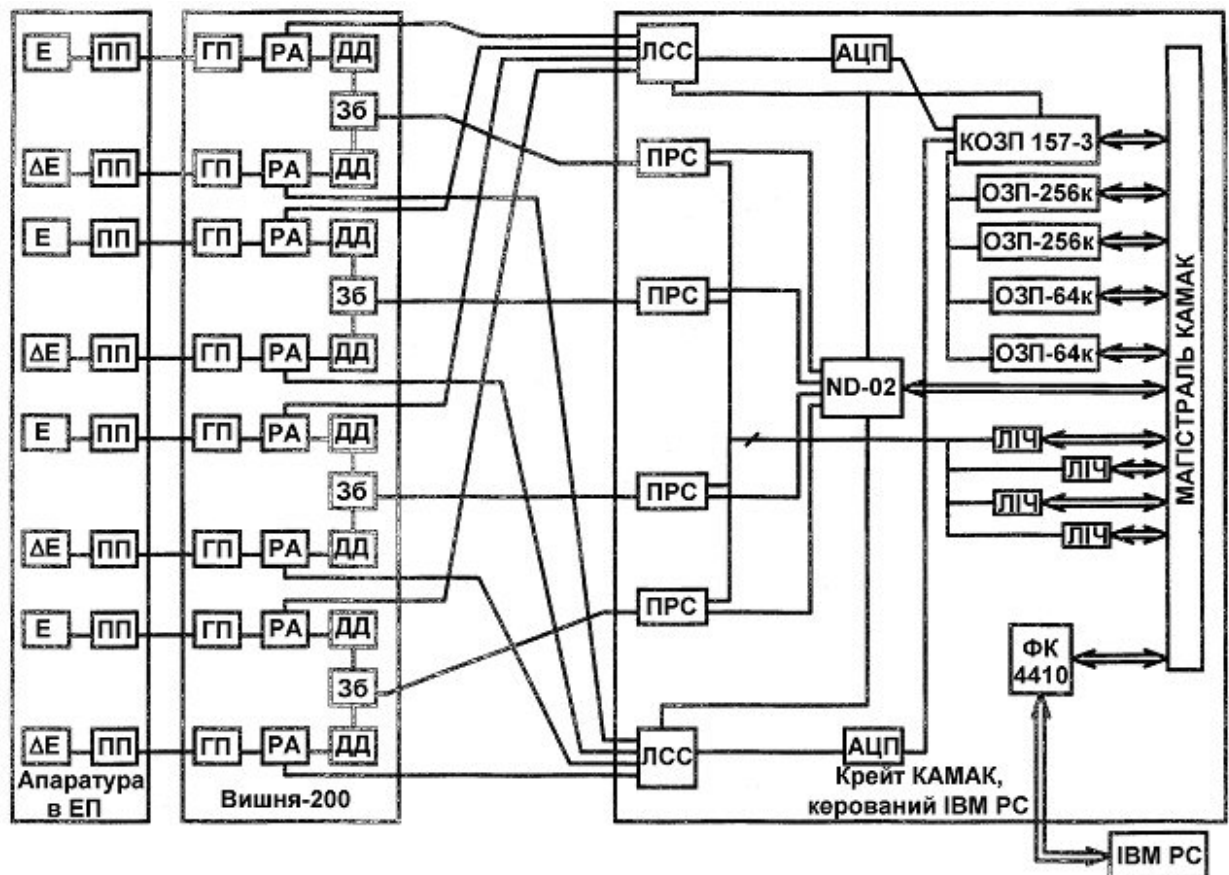


Рис.2. Блок-схема нагромадження інклюзивних спектрів. Е, ΔЕ – детектори, ПП – попередній підсилювач, ГП – головний підсилювач мікросекундних імпульсів, РА – розгалужувач, ДД – диференційний дискримінатор, Зб – мікросекундна схема збігу, ЛСС – лінійна схема стробування, ПРС - перетворювач рівня сигналів (TTL⁺ - NIM), ND-02 – кодувальник номера тракту, АЦП – амплітудно-цифровий перетворювач, КОЗП 157-3 (контролер ОЗП) - блок керування модулями пам'яті, ОЗП-256к – гістограмна пам'ять 256к, ОЗП-64к - гістограмна пам'ять 64к, ЛЧ – лічильники 4x32 р-ду, ФК 4410 – контролер, IBM PC – персональний комп'ютер.

Блок-схему апаратури нагромадження інклюзивних спектрів показано на рис.2 та описано раніше в [6]. Електронні модулі, що підсилюють та формують сигнали з детекторів, розміщувалися безпосередньо в камері розсіювання або поблизу неї. Підсилені та сформовані сигнали подавалися у вимірювальний центр для подальшої обробки. Керування системою здійснював персональний комп'ютер (ПК).

Комплекс програм, розроблених у ІЯД, забезпечував нагромадження, візуалізацію та збереження отриманої інформації в ПК. Установлене програмне забезпечення дозволяло регулювати процес формування сигналів одночасно з 16 детекторів (8Е і 8ΔЕ), визначати тривалість експозиції та сумарний заряд, нагромаджений ЦФ.

На рис.3 показані двовимірні спектри p, d та t, що вимірювалися під кутом 31⁰ на Ti-T і Ti- мішенях відповідно. У спектрах дейтронів і тритонів із Ti-T мішені порівняно зі спектром на Ti-мішені з'являються нові “плями”, що відповідають процесам взаємодії дейтронів із ядрами тритію.

Рис.4 ілюструє двовимірні спектри ³He та ⁴He-частинок під кутом 7,6⁰ на Ti-T - і Ti-мішенях відповідно. “Згущуваний” локус, що з'являється в спектрі з Ti-T- мішені, зобов'язаний своїм походженням геліонам з реакції ³H(d,³He)nn.

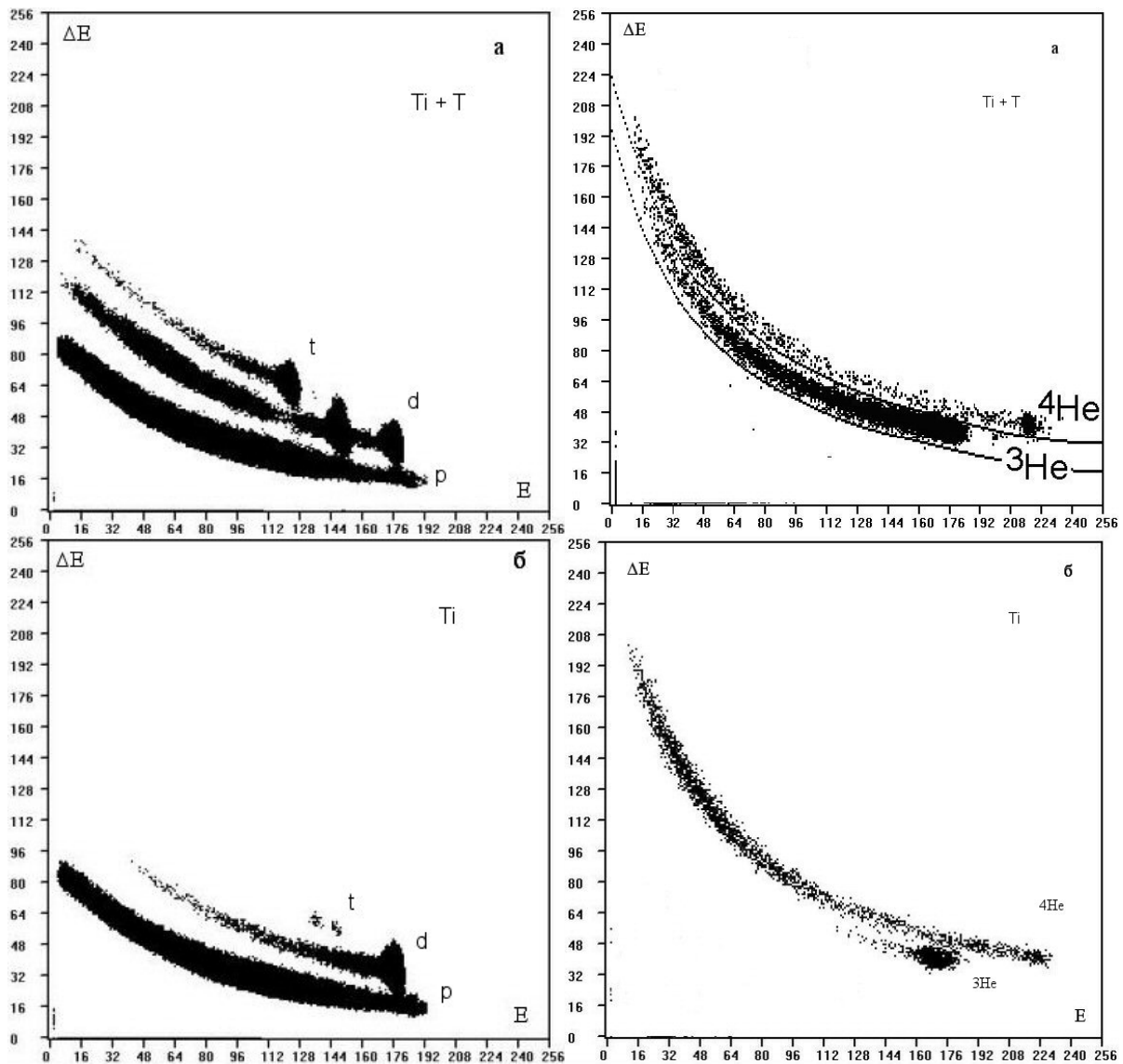


Рис.3

Рис.4

Рис.3. Двовимірні спектри p, d, t. а) Двовимірні спектри p, d, t під кутом $\theta = 31^{\circ}$ з Ti-T – мішені, що опромінюється 36,9 MeV дейтронами. б) Те ж саме з Ti-мішені.

Рис.4. Двовимірні спектри ${}^3\text{He}$ та ${}^4\text{He}$. а) Двовимірні спектри ${}^3\text{He}$ та ${}^4\text{He}$ під кутом $\theta = 7,6^{\circ}$ з Ti-T – мішені, що опромінюється 36,9 MeV дейтронами. б) Те ж саме з Ti-мішені.

3. Обробка експериментальної інформації

Обробка двовимірних спектрів проводилася за допомогою пакету програм, що дозволяли чітко виділити потрібний локус, отримати його проекцію на вісь E, підрахувати повну кількість подій в піках. На кожний локус накладалася маска, контури якої співпадали з обвідною локусу. Для встановлення різких меж локусів у випадку їх перекриття, використовувалася процедура встановлення порогу фіксації інформації (тобто фіксувалися події з $N \geq 1$). Похибка, що вносилася такою процедурою, оцінювалася в кожному випадку окремо.

Спектри протонів.

На рис.5 показані спектри протонів із $Ti-T$ та Ti - мішеней під кутами 21° , 31° та $39,4^{\circ}$. Спектри протонів із Ti -мішені під кутами 21° і 31° – це широкі максимуми, характерні для процесів розщеплення дейтронів на ядрах середньої атомної ваги. Перерізи в максимумах швидко зменшуються зі збільшенням кута розсіювання. Положення максимуму зі зміною кута, практично, не змінюється. Під кутом $39,4^{\circ}$ максимум спектра, що відповідає розщепленню дейтрона, практично, відсутній. Внесок протонів, що відповідають процесам випаровування у реакціях із ядрами Ti , визначає характер спектра в області низьких енергій.

У спектрах протонів із $Ti-T$ - мішені також спостерігаються широкі максимуми. Але положення максимумів із збільшенням кута розсіювання зсувається в бік низьких енергій. Другою ознакою є наявність широкого максимуму під кутом $39,4^{\circ}$.

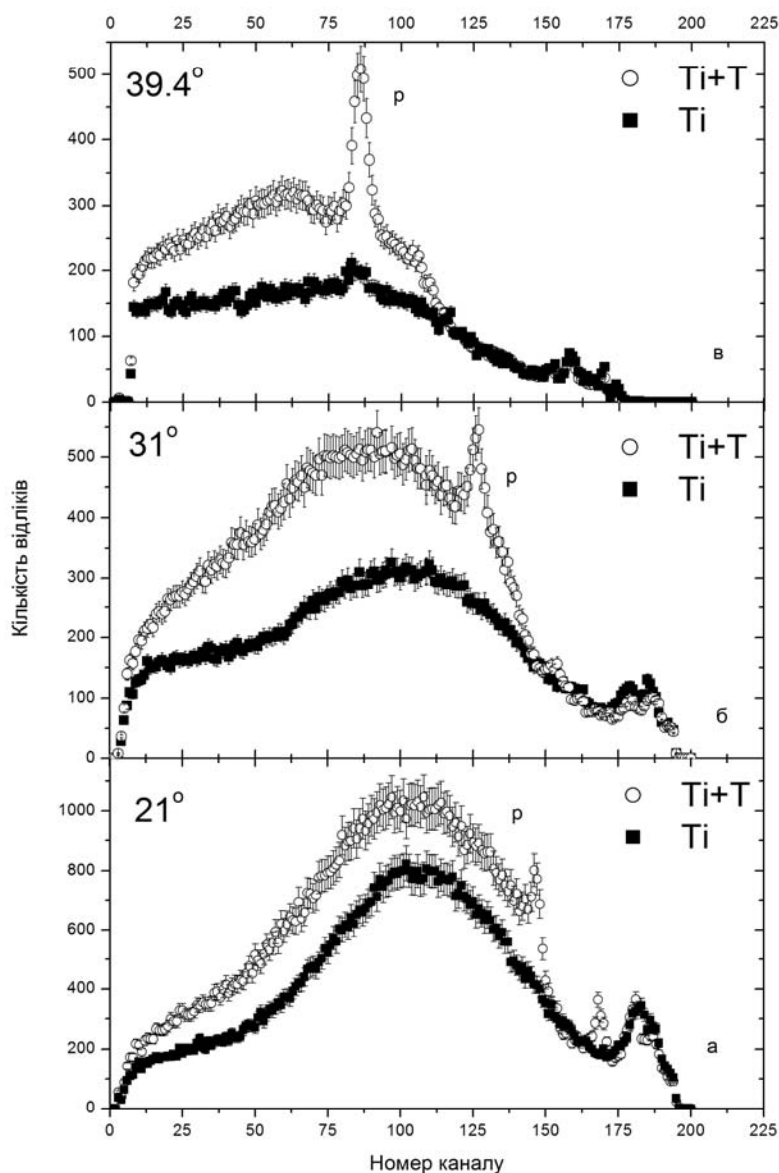


Рис.5. Одновимірні спектри протонів з Ti-T- та Ti- мішеней, що опромінюються 36,9 MeV дейтронами. а) Під кутом $\theta = 21^\circ$, б) Під кутом $\theta = 31^\circ$, в) Під кутом $\theta = 39,4^\circ$.

Вузькі піки на широких максимумах, що спостерігаються в спектрах протонів із Ti-T- мішені, зобов'язані своїм походженням розсіюванню дейтронів на домішках водню, що входять до складу мішені. Відмітимо, що вузькі піки спостерігаються тільки в спектрах протонів із Ti-T-мішені. Запобігти насиченню титану воднем при виготовленні та зберіганні Ti-T-мішеней дуже важко. Відпалювання мішеней Ti-T призведе до десорбції як H, так і Ti. Мішені з чистого титану відпалювалися при високій температурі, що сприяло вилученню водню. Високоенергетична частина спектра в даній роботі не розглядається.

Спектри дейтронів та тритонів

Спектри дейтронів вимірювалися в діапазоні кутів розсіювання $16^{\circ} \leq \theta \leq 67,4^{\circ}$, а тритонів - в діапазоні $16^{\circ} \leq \theta \leq 51,4^{\circ}$. В роботі аналізуються тільки продукти двочастинкових реакцій, низькоенергетична частина спектрів дейтронів і тритонів не розглядається.

Загальний вигляд спектрів ілюструє рис.6, на якому приведені спектри дейтронів і тритонів із Ti-T та Ti- мішеней відповідно під кутами 21° і 31° .

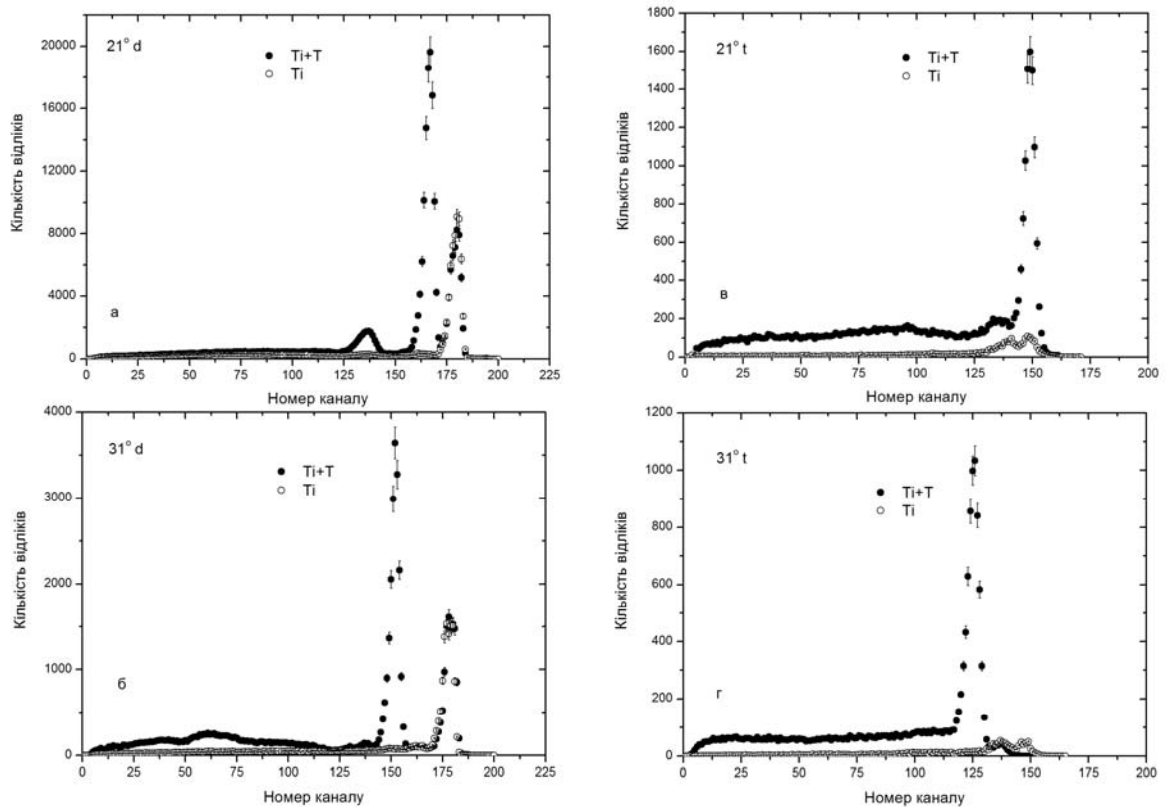


Рис.6. Одновимірні спектри дейтронів та тритонів із Ti-T- та Ti- мішеней, що опромінюються 36,9 MeV дейтронами. а) Спектр дейтронів під кутом $\theta = 21^{\circ}$, б) Спектр дейтронів під кутом $\theta = 31^{\circ}$, в) Спектр тритонів під кутом $\theta = 21^{\circ}$, г) Спектр тритонів під кутом $\theta = 31^{\circ}$.

У спектрі дейтронів під кутом 21° на початку енергетичного спектра спостерігається пік, що виникає внаслідок розсіювання дейтронів на водні.

Спектр ^3He -частинок

На рис.7 показано проекцію на вісь енергії E локусів іонів ^3He , отриманих під кутом $7,6^{\circ}$ при опроміненні Ti-T і Ti- мішеней. Внесок від титанової мішені (тобто фон) до спектра геліонів виявився доволі значним у наших умовах, тому слід бути уважним при його врахуванні.

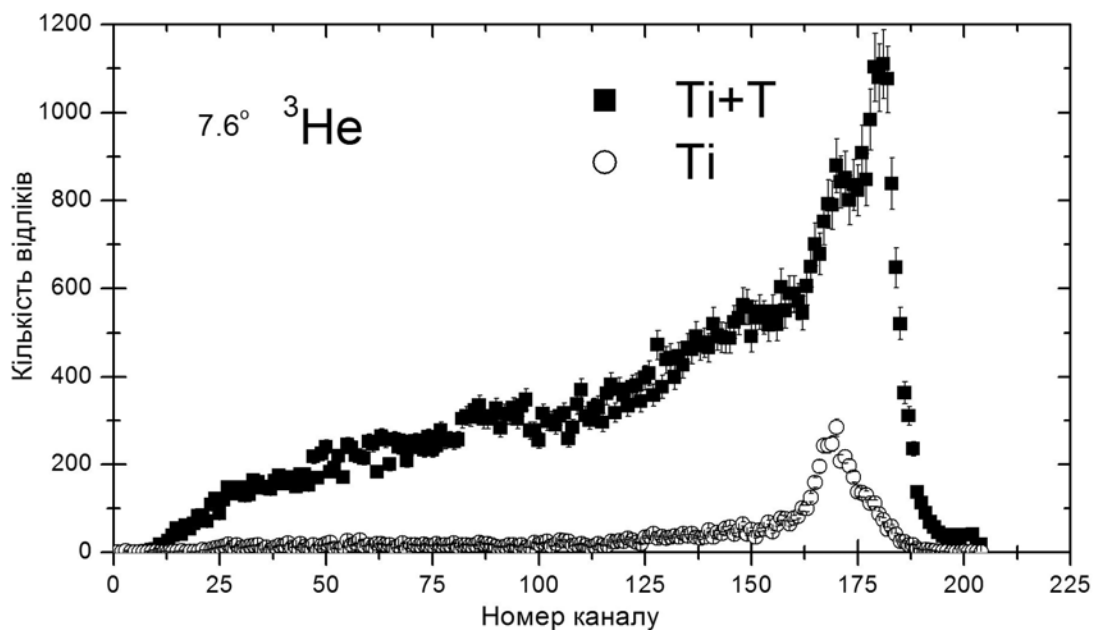


Рис.7. Спектри ядер ${}^3\text{He}$, отримані при опроміненні тритій-титанової і титанової мішеней дейтронами. Енергія пучка 36,9 МеВ., середній кут емісії частинок $7,6^\circ$ град.

Процедура подальшої обробки була такою: спектри з тритій-титанової і титанової мішені відповідно калібрували, трансформували до шкали енергії іонів ${}^3\text{He}$, утворених в реакції, потім фоновий спектр нормували й поканально віднімали від сумарного спектру.

Визначення енергії пучка іонів дейтронів

На рис.8 показано спектр іонів ${}^3\text{He}$, отриманий при опроміненні плівки з дейтерованого поліетилену CD_2 . Реакції ${}^2\text{H}(d,{}^3\text{He})n$ та ${}^{12}\text{C}(d,{}^3\text{He}){}^{11}\text{B}$ було використано для оцінки енергії пучка дейтронів класичним методом перетину кінематичних кривих, що визначають залежність енергії продукту бінарної реакції від кута його емісії.

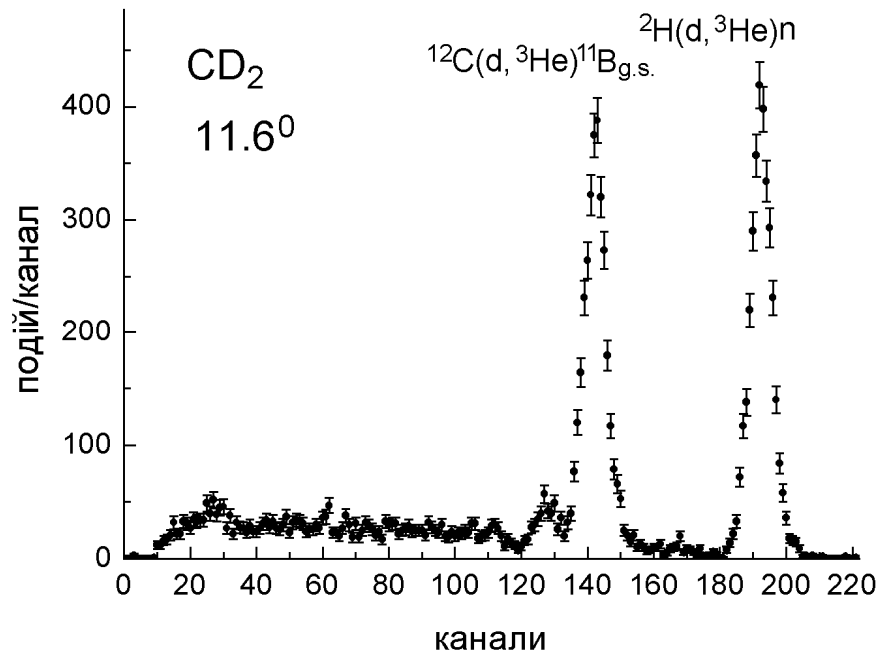


Рис. 8. Спектри ядер ³He, отримані при опроміненні дейтронами мішені CD₂. Енергія пучка 36,9 МеВ., середній кут емісії частинок 11,6° град.

Залежність кута перетину кінематичних кривих від енергії пучка дейтронів показано на рис.9.

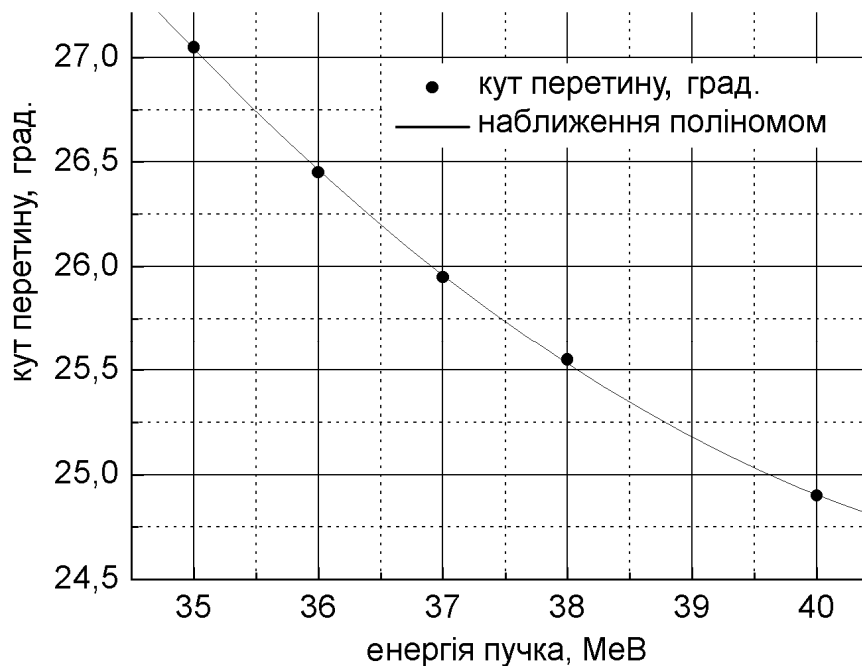


Рис. 9. Залежність кута перетину кінематичних кривих реакцій ²H(d, ³He)n (Q=3.269МеВ) та ¹²C(d, ³He)¹¹B (Q=-10.463 МеВ) від енергії пучка дейтронів.

В експерименті значення цього кута виявилось рівним 25,9 град., що відповідає значенню енергії пучка, рівному 37,1 МеВ (рис.10).

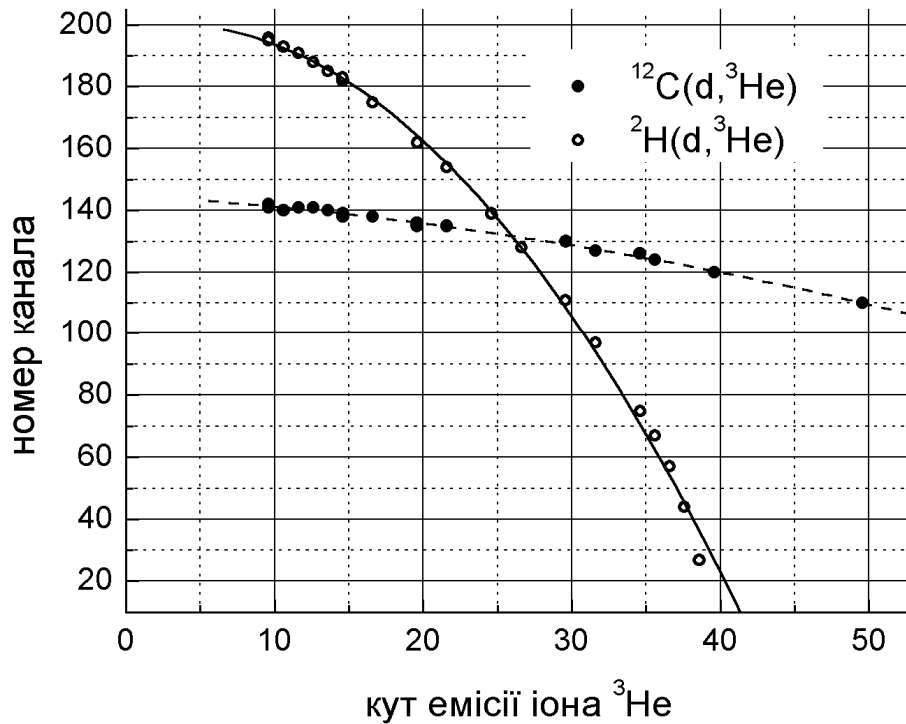


Рис. 10. Залежність кута перетину кінематичних кривих реакцій ${}^2\text{H}(d, {}^3\text{He})n$ ($Q=3,269\text{MeV}$) та ${}^{12}\text{C}(d, {}^3\text{He}){}^{11}\text{B}$ ($Q=-10,463\text{ MeV}$) від енергії пучка дейтронів.

Енергетичне калібрування спектрометрів

Калібрування спектрометра виконано на основі співвідношення між відомими енергіями E альфа частинок із бінарної реакції ${}^3\text{H}(d, {}^4\text{He})n$ ($Q=17.59\text{MeV}$) й радіоактивного розпаду джерела ${}^{226}\text{Ra}$ та положенням відповідних піків N у спектрі Е детектора (рис.11):

$$E - \int_0^{X_1} \frac{de_T(e)}{dx} dx - \int_0^{X_2} \frac{de_S(e)}{dx} = a_0 + a_1 N; \quad (2)$$

де $X_1 = \frac{h_{tar}}{2 \cos \vartheta}$ - середній шлях альфа-частинки в мішені;

h_{tar} - товщина тритій-титанової мішені;

ϑ - значення розташування телескопу ΔE - E ;

$\frac{de_T(e)}{dx}$ - питомі іонізаційні втрати іона з енергією e в мішені;

$\frac{de_S(e)}{dx}$ - питомі іонізаційні втрати іона з енергією e в ΔE детекторі;

X_2 - товщина ΔE детектора;

a_0, a_1 - коефіцієнти, що визначаються в наближенні лінійною функцією за методом найменших квадратів (МНК).

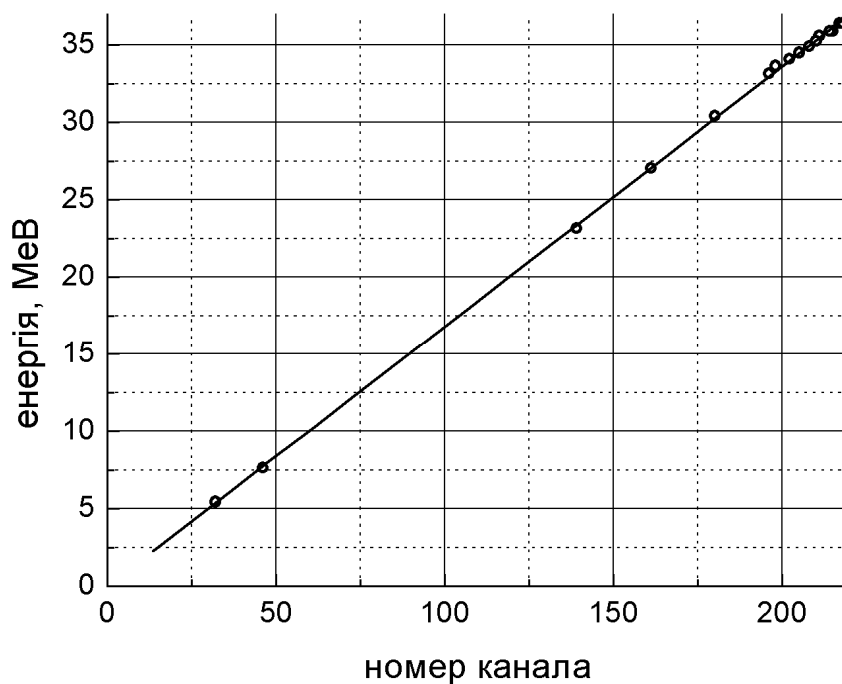


Рис.11. Залежність між втратами енергії альфа частинкою в детекторі та положенням відповідного піка в спектрі. Залежність кута перетину кінематичних кривих реакцій ${}^2\text{H}(d, {}^3\text{He})n$ ($Q=3,269\text{MeV}$) та ${}^{12}\text{C}(d, {}^3\text{He}){}^{11}\text{B}$ ($Q=-10,463\text{MeV}$) від енергії пучка дейтронів.

Питомі іонізаційні втрати іона з енергією e в мішені й ΔE детекторі (Si) показані на рис.12 і розраховувались за наближеною формулою:

$$\frac{de_s(e)}{dx} = \frac{b_0}{1 + b_1 e}, \quad (3)$$

в якій значення коефіцієнтів b_0 і b_1 визначалися в наближенні за МНК до відповідних табличних даних (рис.12).

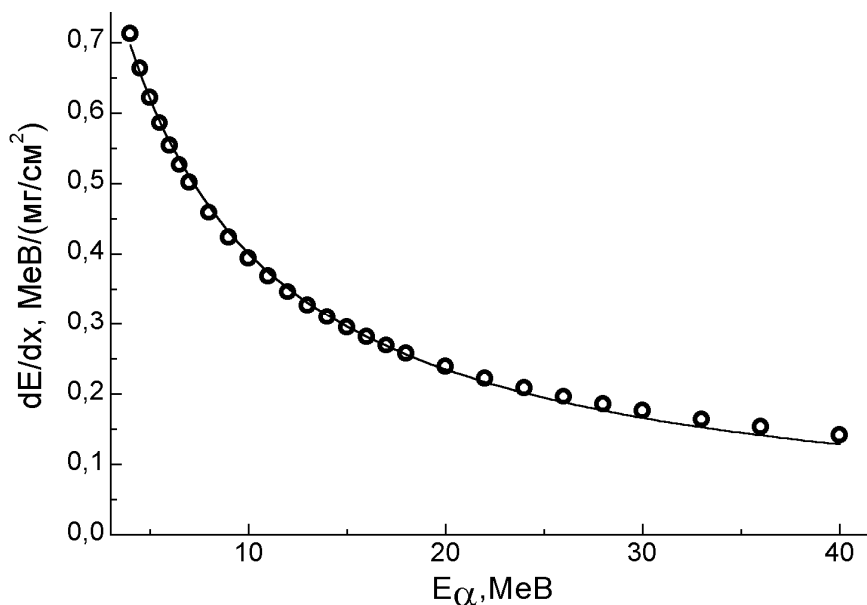


Рис. 12. Залежність іонізаційних втрат енергії альфа частинкою в кремнії від її енергії та наближення цієї залежності формулою (3).

Енергетичну калібровку сцинтиляційного спектрометра (Е – сцинтилятор, ΔE – напівпровідник) проведено з використанням спектрів протонів із реакції $H(d,p)H$ під різними кутами. Водень в якості домішок входить до складу Ti-T – мішені. Спектри протонів з Ti-T – мішені під кутами 21^0 , 31^0 та 39 приведені в розділі 3.

4. Експериментальні результати та обговорення.

Пружне розсіювання дейтронів на тритонах

У розділі 3, як зразок, були приведені інклюзивні спектри дейтронів на Ti і Ti-T-мішенях під кутами 21^0 і 31^0 . Піки, що відповідають пружному розсіюванню дейтронів на тритонах, визначалися шляхом віднімання відповідно перенормованих спектрів, що вимірювалися на двох мішенях відповідно. Спектри, отримані з титанових мішеней, нормувалися відповідно товщині матриці титану в Ti-T-мішені, інші умови витримано однаковими. Внесок дейтронів, пружно розсіяних на титані, до перерізу пружного розсіювання дейтронів на тритонах був малим (за винятком малих кутів). Незважаючи на це, він враховувався на всіх кутах разом із фоном.

Значення диференціальних перерізів пружного розсіювання дейтронів на тритонах визначені в діапазоні кутів розсіяння $16^0 \leq \theta \leq 67,4^0$ (в лабораторній системі). На рис.13(б) приведено отримані кутові розподіли (в системі центра мас). Загальний вигляд кутової залежності є характерним для процесів розсіяння слабкоз'язаних частинок у малонуклонних системах, тобто спостерігається різке падіння перерізу зі збільшенням кута розсіювання до $\theta \leq 60^0$.

Прослідкувати за ходом кутової залежності перерізів пружного розсіювання дейтронів під великими кутами розсіювання, принципово можливо, якщо реєструвати тритони віддачі від пружного розсіювання дейтронів, тобто використати дані ${}^3H(d,t)D$ реакції. На жаль, роздільна енергетична здатність в наших експериментах не дозволяє надійно виділити тритони, які відповідають тільки пружному розсіюванню дейтронів. Спектри тритонів вимірювалися в діапазоні кутів розсіяння $16^0 \leq \theta \leq 51,4^0$ (в лабораторній системі), що дозволило визначити перерізи пружного розсіювання дейтронів на тритонах під кутами $77,1^0 - 147,9^0$ (в системі центра мас). Ці експериментальні дані показані на рис.13(б). Отримана кутова залежність вказує на зростання перерізів із збільшенням кута розсіювання $\theta \geq 90^0$.

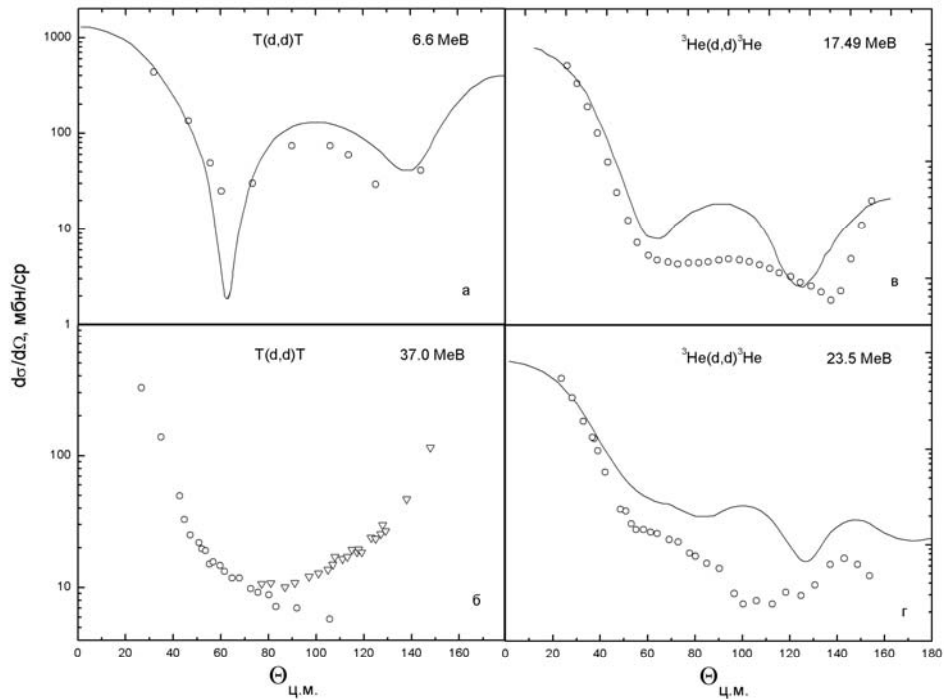


Рис.13. (а) Експериментальні та розраховані за СПМ [9] кутові залежності пружного $d+^3H$ розсіювання при енергії 6,6 MeB; (б) наші дані; (в,г) експериментальні та розраховані за СПМ [9] кутові залежності пружного $d+^3He$ розсіювання при енергіях 17,49 та 23,5 MeB відповідно.

Експериментально пружне розсіювання дейтронів на тритонах вивчалось тільки при низьких енергіях: 2,02 - 6,6 MeB [9]. Згідно з сучасними уявленнями пружне розсіювання $^3H(d,d)^3H$, практично, не відрізняється від пружного розсіювання $^3He(d,d)^3He$. Експериментальні дані пружного розсіювання дейтронів на геліонах також обмежені енергетичним інтервалом: 7,23 – 23,5 MeB [9].

На рис.13 разом з нашими даними приведені дані з пружного розсіювання дейтронів на тритонах та геліонах: 3H (6,6 MeB) та 3He (17,49; 23,5 MeB). Зі збільшенням енергії дейтронів зміни в кутових розподілах спостерігаються, головним чином, у діапазоні кутів розсіювання $60^0 \leq \theta \leq 150^0$. Отримані нами дані також вказують на помітні особливості в зазначеному вище діапазоні кутів розсіювання. Відсутність експериментальних даних з пружного розсіювання дейтронів як на тритонах, так і на геліонах ($E > 23$ MeB) не дозволяє провест ретельний аналіз.

В теперішній час експериментальні дані з пружного розсіювання дейтронів на тритонах та геліонах інтерпретуються за допомогою методу резонуючих груп (МРГ) [8] та в межах супермультиплетної потенціальної моделі взаємодії найлегших кластерів (СПМ) [9].

В МРГ використовується одноканальний метод резонуючих груп разом із феноменологічним уявним потенціалом, що залежить від непарно-парних орбітальних кутових моментів. Але МРГ не враховує віртуальний континуум.

У СПМ моделі враховується інтерференція двох потенціальних амплітуд із різними схемами Юнга. Суперпозиція потенціальних амплітуд із різними схемами Юнга приводить до появи непружного каналу спін-ізоспінового перевороту дейтрона та перезарядки. Перерізи реакцій з утворенням “синглетності” дейтронів d_s ${}^3H(d,d_s){}^3H$; ${}^3He(d,d_s){}^3He$ і ${}^3H(d,nn){}^3He$ непогано описуються в межах СПМ. Що стосується пружного розсіювання дейтронів на ядрах геліонів (на тритонах даних немає), то при енергіях більших за 13 МеВ узгодити експериментальні дані з теоретичними передбаченнями на теперішній час не вдається ні за допомогою метода МРГ, ні в межах СПМ. Якість опису пружного розсіювання показано на рис.13 суцільними кривими.

Аналіз спектрів протонів

Енергетичний спектр протонів із ${}^3H(d,p)$ було отримано шляхом віднімання перенормованих протонних спектрів, що вимірювалися на $Ti-T$ і Ti –мішенях відповідно. Методика, що застосовувалася для отримання спектрів протонів із ${}^3H(d,p)$ реакцій, аналогічна описаній вище при аналізі пружного розсіювання дейтронів на тритонах. Енергетичне калібрування проводилось таким же чином, як в розділі 3. Усунення піків, що відповідають протонам із ${}^1H(d,p)D$ реакції, проводилось шляхом апроксимації їх гаусіаном та вилучення зі спектра.

В даній роботі ми провели аналіз енергетичного спектра протонів тільки під кутом 21^0 (рис.14). Приведений спектр являє собою широкий максимум із досить різкою межею з боку високих енергій та пологим нахилом у бік низьких енергій. Як видно з рис.14, в спектрі спостерігається тонка структура.

Перші дослідження спектрів протонів із ${}^3H(d,p)$ реакцій [1] були спрямовані на пошук станів ${}^4H^*$ та ${}^4He^*$. Вимірювання проводилися в інтервалі енергій 12-22 МеВ, діапазон кутів охоплював $10^0 \leq \theta \leq 35^0$. При енергіях 12-22 МеВ стани ${}^4H^*$ та ${}^4He^*$ не було знайдено.

Стан ${}^4H^*$ було ідентифіковано в кінематично повному експерименті в реакції ${}^2H(t,tp)n$ при енергії 35 МеВ (резонансна енергія 3,1 МеВ, приведена ширина – 2,3 МеВ) [3] та ${}^3H(d,tp)n$ при енергії дейтронів 47.3 МеВ (резонансна енергія 2,2 МеВ, ширина – 3,4 МеВ) [2]

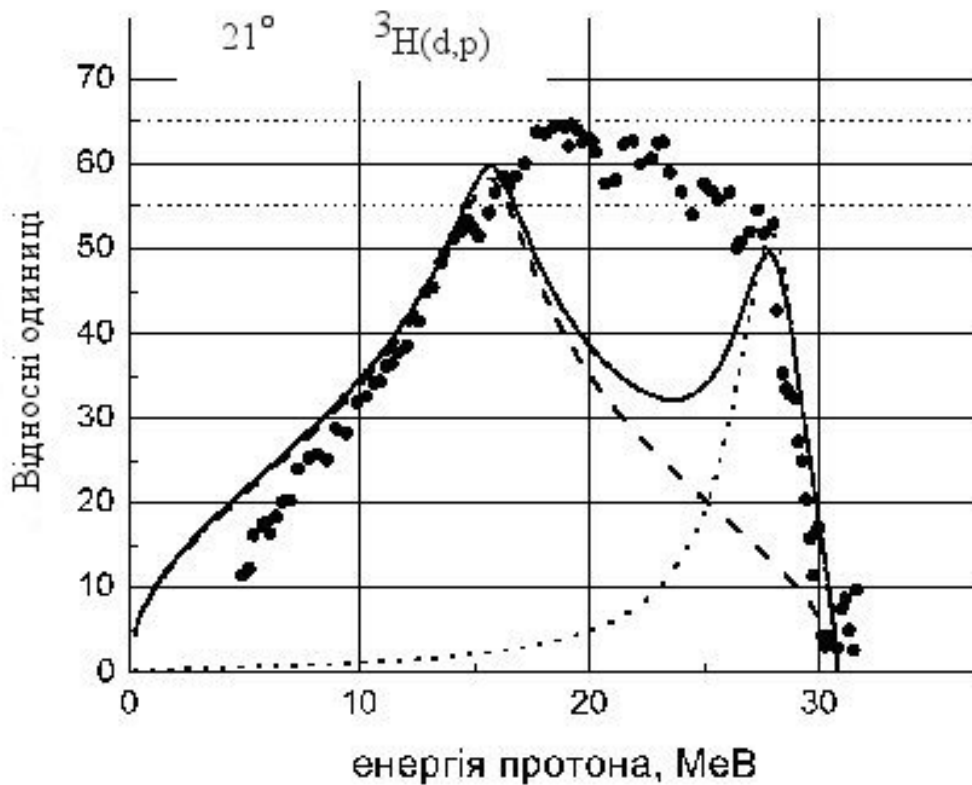


Рис.14. Експериментальний та модельований спектр протонів з реакції ${}^3\text{H}(d,p)$ під кутом 21° при $E_d=36,9$ MeV. Точки – експериментальні дані; пунктирна крива – послідовний розпад через резонанс ${}^4\text{H}^*({}^3\text{H}(d,p)nt)$; штрихова крива - розподіл Ватсона-Мігдала для ВКС пари нейтрон-протон (${}^1\text{S}_0$); суцільна крива – внесок двох механізмів.

Якщо відбувається процес утворення ${}^4\text{H}^*$, то в спектрі протонів повинен спостерігатися вузький пік. Але інклюзивний спектр протонів – це суперпозиція спектрів як двочастинкової реакції $T(d,p){}^4\text{H}^*$, так і багаточастинкових реакцій. Тому в інклюзивному спектрі протонів можна спостерігати тільки структурні зміни на фоні неперервного спектра. Як видно з рис.14, в спектрі протонів на верхньому краї неперервного розподілу дійсно спостерігається тонка структура. З порівняння спектрів із Ti-T і Ti -мішеней (рис.5) видно, що структурні особливості в спектрах $T(d,p)$ не є результатом їх обробки.

Дійсно, структура, що спостерігається на верхньому краї енергетичного спектра успішно описується вкладом процесу послідовного розпаду через резонанс ${}^4\text{H}^* : T(d,p){}^4\text{H}^* \rightarrow T(d,p)nt$ (рис.14).

Для обчислення внеску від розпаду “синглетного” дейтрона в кінцевому стані використовувалося наближення Мігдала-Ватсона [10,11]. Результати розрахунків приведено на рис.14. При непружному розсіянні дейтрона дозволяється рух одночасно

протона і нейтрона за напрямком кута руху розсіяного дейтрона, тому пік, що спостерігається, неширокий.

Таким чином, навіть враховуючи тільки два простих механізмів реакцій ${}^3\text{He}(d,p)$, вдається пояснити характерні риси енергетичного спектру протонів.

Можливо, при подальшому врахуванні інших процесів: квазивільного розсіювання, квазивільних реакцій та непружного розсіювання дейтронів з утворенням триплетної n - p пари, вдасться пояснити експериментальну картину, що спостерігається.

Що стосується процесу послідовного розпаду через резонанс ${}^4\text{He}^*(20,1 \text{ MeV})$: $T(d,n){}^4\text{He}^* \rightarrow t+p$, то в даному випадку замало даних для підтвердження чи спростування внеску такого процесу.

Аналіз спектрів геліонів

Експериментальний спектр (рис.7), трансформований до лінійної шкали енергій згідно із співвідношенням (3.1), показано на рис.15. У спектрі враховано фон від реакцій з ядрами титанової матриці. Модельні спектри розраховано з урахуванням умов експерименту: немонохроматичності пучка прискорених дейтронів, товщини мішені, неточкової геометрії (розмірів пучка на мішені, детектора, відстані від мішені до детектора), роздільної здатності детектора.

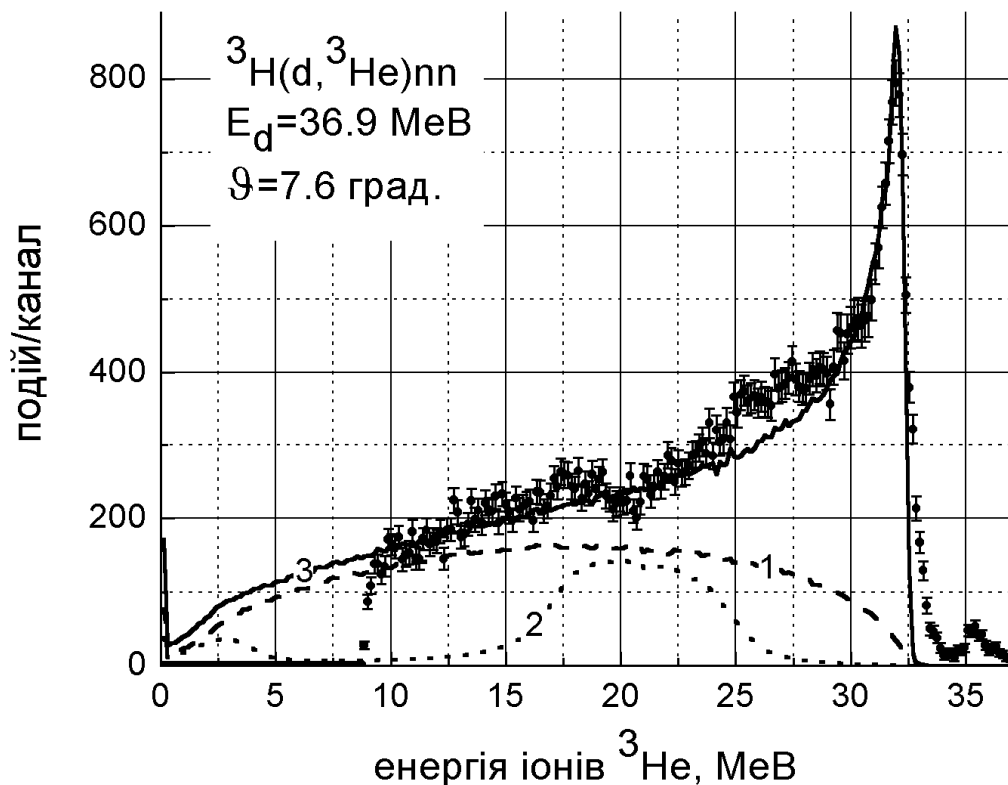


Рис.15. Інклюзивний спектр ядер ${}^3\text{He}$ з реакції ${}^3\text{H}(d,{}^3\text{He})2n$ при енергії пучка дейтронів 36,9 MeV., отриманий під кутом 7,6 град. Умовні позначення: 1 - "статистичний" розподіл, 2 - внесок

послідовного розпаду через резонанс ${}^4\text{He}^*$ ($E_x=21,2$ MeB), 3 - розподіл Ватсона-Мігдала для ВКС нейтронів.

Оскільки в інклюзивному спектрі продуктів тричастинкової реакції (кінематично неповний експеримент), визначеними є імпульси частинки, що реєструються, p_1 , сумарний імпульс нерестрованої пари p_{23} і абсолютна величина імпульсу відносного руху в цій парі k_{23} , а невизначеною є орієнтація вектора k_{23} , диференційний переріз обчислюється інтегруванням по його напрямках:

$$\frac{d^2\sigma(\vartheta_1, E_1)}{d\Omega dE_1} = \frac{8\pi^2}{\hbar^2 v} \int \rho |F|^2 d\Omega, \quad (4)$$

Тут ϑ_1 і E_1 – полярний кут емісії й енергія частинок, що реєструються, у лаб. системі, v - швидкість частинок пучка, ρ - множник фазового простору [12],

$$|F|^2 = |c_S F_S + c_R F_R|^2, \quad (5)$$

F_S описує ВКС нейтронів, F_R - послідовний механізм через резонанси ${}^4\text{He}^*$, а c_S та c_R - вільні параметри.

Амплітуда F_S обчислюється в наближенні Ватсона- Мігдала [10,11]:

$$F_S(k) \propto \frac{r(k^2 + \alpha^2)}{2(rk^2/2 - 1/a - ik)}, \quad (6)$$

$$\alpha = \frac{1 + \sqrt{1 - 2r/a}}{r}.$$

з $k = |k_{23}|$, $a = -18.5$ фм, $r = 2.80$ Фм [5], а F_R - у формі резонансу Брейта - Вігнера:

$$F_R \propto \frac{\Gamma/2}{E - E_R + i\Gamma/2}, \quad (7)$$

де E - енергія відносного руху в парі $n^3\text{He}$, E_R – положення резонансу ${}^4\text{He}^*$ над порогом розпаду ${}^4\text{He} \rightarrow n + {}^3\text{He}$, Γ - його ширина. Вираз (5) можна переписати в наступному вигляді:

$$\begin{aligned} |F|^2 &= |c_S F_S|^2 + |c_R F_R|^2 + 2|c_S F_S| |c_R F_R| \cos(\varphi_S - \varphi_R), \quad (8) \\ \cos \varphi_R &= (E - E_R) / ((E - E_R)^2 + \Gamma^2/4)^{1/2}, \\ \sin \varphi_R &= (-\Gamma/2) / ((E - E_R)^2 + \Gamma^2/4)^{1/2}. \end{aligned}$$

Нехтуючи змінами фази комплексної функції F_S на проміжку, де доданок $|F_R|$ має значиму величину, можна покласти $\varphi_S = \text{const}$ і використовувати її як третій вільний параметр.

Розраховані таким чином модельні спектри показано на рис.15 і рис.16. Модель Ватсона-Мігдала відтворює загальну форму спектра (за винятком резонансної модуляції) на широкому інтервалі енергій. Лініями 1 і 2 (рис.15) показано можливий внесок від послідовного розпаду через резонанс ${}^4\text{He}^*$ ($E_x = 21.2$, $\Gamma = 0.7$ MeB) і від множника

фазового простору ρ (статистичний розподіл). На перший погляд здається, що вони не зможуть пояснити резонансну структуру спектра, оскільки повинні підняти переріз саме при тих енергіях, де спостерігається мінімум в експериментальному спектрі. Однак у цьому розрахунку не враховано, як це звичайно і робилося, анізотропія кутового розподілу резонансної системи ${}^4\text{He}^*$, і її розпаду на нейтрон і ${}^3\text{He}$.

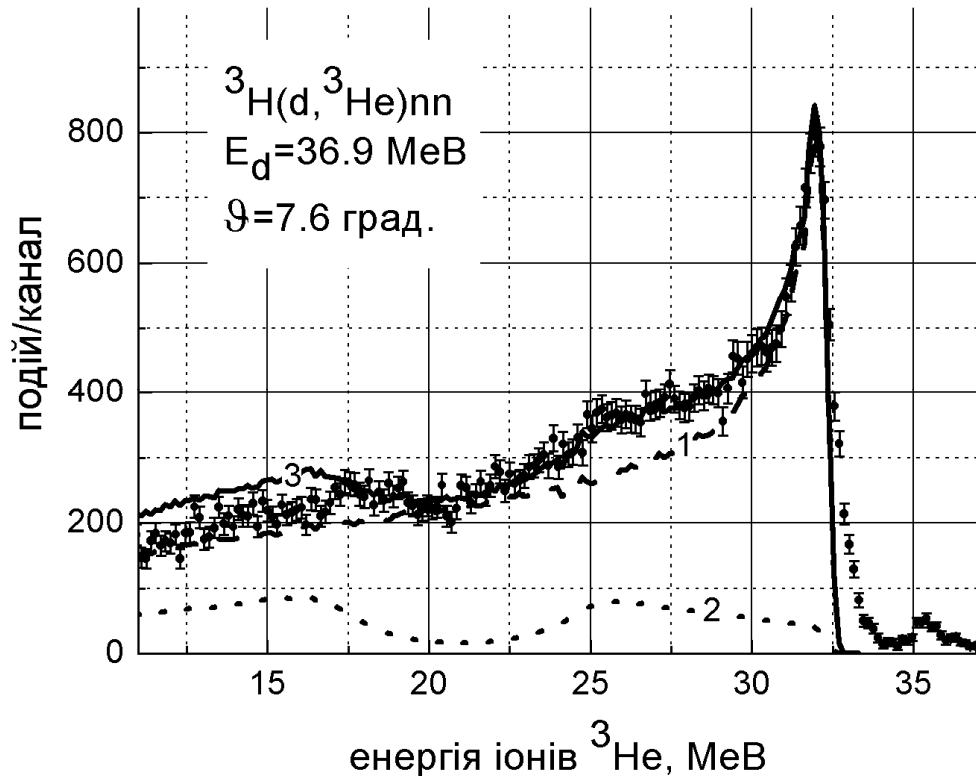


Рис.16. Експериментальний і модельований інклюзивний спектр ядер ${}^3\text{He}$ з реакції ${}^3\text{H}(d, {}^3\text{He})2n$. Енергія пучка дейтронів 36,9 МеВ., кут емісії частинок - 7,6 град. Умовні позначення: 1 - розподіл Ватсона-Мігдала для ВКС нейтронів, 2 - внесок від інтерференції амплітуд Ватсона-Мігдала та послідовного розпаду через резонанс ${}^4\text{He}^*$ ($E_x=21,2$ МеВ), 3 - сумарний розподіл.

На рис 16 показано ефект інтерференції амплітуд у сумі (5). При цьому враховано тільки рівень 21.2 МеВ системи ${}^4\text{He}^*$ і знехтувано для простоти можливою анізотропією кутових розподілів при утворенні і розпаді резонансної системи.

5. Висновки

При енергії пучка дейтронів 36,9 МеВ проведено вимірювання інклюзивних спектрів протонів, дейтронів, тритонів та ${}^3\text{He}$ -частинок із реакцій $d+{}^3\text{H}$.

Отримано абсолютні значення диференційних перерізів пружного розсіювання дейтронів на тритонах. До теперішнього часу пружне розсіювання дейтронів на тритонах експериментально вивчалось тільки при енергіях $E_d \leq 6,6$ МеВ, а теоретичні зусилля були спрямовані на аналіз пружного розсіювання ${}^3\text{He}(d,d){}^3\text{He}$, який теж обмежено

енергетичним інтервалом: $7,23 \text{ MeV} \leq E_d \leq 23,5 \text{ MeV}$. Аналіз, проведений за методами МРГ та СПМ, показав, що при енергіях дейтронів, більших за 13 MeV, описати кутові розподіли пружного розсіювання поки не вдається. Ми сподіваємося, що отримані нами дані сприятимуть подальшому удосконаленню теоретичних моделей.

Спектри протонів із ${}^3\text{H}(d,p)$ реакцій, незважаючи на внесок протонів із тричастинкових (та багаточастинкових) реакцій у формування неперервної частини спектра, мають також характерну структуру. Особливості верхнього краю енергетичного спектра успішно описується внеском процесу послідовного розпаду через резонанс ${}^4\text{H}^*$: $T(d,p) {}^4\text{H}^* \rightarrow T(d,p) nt$. Показано, що пологий нахил у бік низьких енергій, що спостерігається в спектрі протонів, зобов'язаний своїм походженням взаємодією “синглетного” дейтрона в кінцевому стані. Природу широко максимуму, що залишається в спектрі при вилученні внеску двох механізмів, можна пояснити, якщо розглянути процеси квазівільного розсіювання й реакцій.

Отримані під малими кутами спектри ядер ${}^3\text{He}$ мають характерну форму динейтронного квазіпіка на верхньому краї неперервного розподілу, модельованого неглибокими резонансами. Форму спектра ядер ${}^3\text{He}$ вдалося пояснити, враховуючи в реакції ${}^3\text{H}(d,{}^3\text{He})nn$ процеси взаємодії двох нейтронів у кінцевому стані та послідовного розпаду через резонанс ${}^4\text{He}^*$ ($E_x = 21.2$, $\Gamma = 0.7 \text{ MeV}$), а також інтерференцію резонансної амплітуди й амплітуди Ватсона-Мігдала

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Jarmie N., Stokes R.H., Ohlsen G.G., Newsome R.W., Experimental Study of Excited ${}^4\text{H}$, ${}^4\text{He}$, and ${}^4\text{Li}$ Nuclear Systems// Phys.Rev.-1967.-Vol.161.-P.1050-1060.
2. Конфедератенко В.І., Стружко Б.Г., Поворозник О.М., Дослідження трьохчастинкових каналів реакції $d + t$ при 47,3 MeV. // УФЖ. - 1994. - Т. 39. - С. 393-397.
3. Calvi G.,Lattuada M., Riggi F. et al., ${}^4\text{H}$ nucleus and the ${}^2\text{H}(t,tp)n$ reaction// Phys.Rev.-1991.- Vol.C44.-P.325-328.
4. Александров Д.В., Никольский Е.Ю., Новацкий Б.Г., и др., Существуют ли возбужденные состояния в системе двух нейтронов? // Письма в ЖЭТФ. - 1998. - 67. - С. 860 - 865;
5. Стружко Б.Г. Так существуют ли возбужденные состояния в системе двух нейтронов? // Известия РАН. - 2000. - Т. 64 - С. 890 - 893.

6. Гранцев В.І., Грашилин В.О., Дей Ю.О. та інші, Модернізований експериментальний комплекс для дослідження ядерних реакцій на прискорювачі У-240// Збірник наукових праць ІЯД.-2004.-№1(12).-С.108-113.
7. Brune C.R., Kavanagh R.W. Production and characterization of thin Ti-³H and Ti-²H targets// Nuclear Instrum.and Methods in Phys.Research –1994.-Vol.A 343.-P.415-420.
8. Chwieroth F.S., Brown Ronald E., Tang Y.C., Thompson D.R. Study of d+³H and d+³He System with the Resonating-Group Method// Phys.Rev.-1973.-Vol.C8.-P.938-946.
9. Лебедев В.М., Неудачин В.Г., Стружко Б.Г. Реакции с опрокидыванием спин-изоспина дейтрона и супермультиплетная потенциальная модель взаимодействия легчайших кластеров//Ядерная физика.-2002.-Том.65.-С.1-14.
10. Watson K.M, The effect of final state interactions on reaction cross section // Phys.Rev.- 1952. - V. 88. - P. 1163 - 1170.
11. Мигдал А.Б. Теория ядерных реакций с образованием медленных частиц // ЖЭТФ. - 1955. - Т. 28. - С. 3 - 10.
12. Ohlsen G.G., Kinematic relations in reactions of the form $A + B \rightarrow C + D + E$ // Nucl. Instr. Meth. - 1965. - V. 37. - P. 240 - 248.