

**МОДЕЛЬНА ЗАЛЕЖНІСТЬ ДИФЕРЕНЦІАЛЬНИХ ПЕРЕРІЗІВ
ЧОТИРИЧАСТИНКОВОЇ РЕАКЦІЇ $d + d$**

В. І. Гранцев, Віт. М. Пірнак, Б. Г. Стружко

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

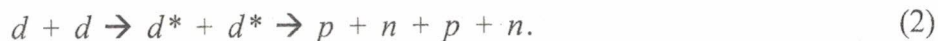
Експериментальний спектр подвійного збігу протон-протон (pp) з чотиричастинкової реакції $d + d \rightarrow p + p + n + n$, отриманий раніше в кінематичних умовах квазівільного розсіювання (КВР) протонів, модельовано за методом найменших квадратів (МНК) з урахуванням домінуючих квазібінарних процесів: квазівільного розсіювання протонів і взаємодії нуклонів у кінцевому стані (ВКС) в парах нейтрон-протон (np). Перерізи КВР розраховуються в імпульсному наближенні плоских хвиль з використанням альтернативних моделей: простого імпульсного наближення (ПН) та модифікованого (МІН). Особливістю останнього є обрізування хвильової функції дейтрона на малих відстанях. Розподіли ВКС np в синглетному 1S_0 й триплетному 3S_1 станах модельовано в наближенні Ватсона - Мігдала. Таким чином вдалося розрахувати переріз кожного процесу окремо й оцінити модельну залежність отриманих значень. Використання МІН замість ПН у наближенні експериментального спектра за МНК приводить до нижчих значень перерізів для КВР протонів і дещо вищих для подвійного спіну-фліпу, залишаючи в силі принциповий висновок про домінуючий внесок останнього в спектрі подвійного збігу pp . Зокрема, інтегральний переріз реакції $^2H(d, d^*)d^*$, що супроводжується подвійним спіну-фліпом, становить $1,2 \pm 0,3$ мб/ср при $\theta_{cm} = 90^\circ$ при використанні моделі ПН і $1,4 \pm 0,4$ мб/ср у випадку МІН порівняно з єдиним поки що теоретичним значенням, розрахованим в рамках супермультиплетної потенціальної теорії розсіювання кластерів, рівним 0,61 мб/ср.

1. Вступ

Нещодавно було виконано детальне дослідження чотиричастинкової реакції



при енергії пучка дейтронів 46,7 MeV у кінематичних умовах КВР протонів [1 - 4]. Експериментальний спектр подвійного збігу протон-протон (pp) модельовано за МНК, враховуючи процеси КВР протонів і ВКС нейтрон-протон, розрахованих відповідно в імпульсному наближенні плоских хвиль (ІНПХ) [5] та в наближенні Ватсона - Мігдала (ВМ) [6, 7]. Таким чином вдалося не лише побудувати досить точну модель експериментальних розподілів та визначити переріз кожного процесу окремо, але й дати фізично прозору інтерпретацію даних у термінах простих квазібінарних механізмів реакції (ВКС і КВР нуклонів). Зокрема, було виявлено, що домінуючим механізмом реакції (1) є утворення двох синглетних дейтронів (d^*), супроводжуване подвійним спіну- та ізоспіну-фліпом, і наступний їх розпад відбувається за схемою



Високу ймовірність такого процесу теоретично було передбачено узагальненою (супермультиплетною) потенціальною теорією розсіювання кластерів (СПМ) [8], у рамках якої він знаходить природне пояснення як результат дії обмінних сил Майорана. Моделювання експериментальних розподілів дало можливість інтегрувати диференціальні перерізи $d^4\sigma(E_1, E_2)/d\Omega_1 d\Omega_2 dE_1 dE_2$ подвійного спіну-фліпу по відносних енергіях у підсистемах нейтрон-протон і порівняти отримані значення $d\sigma/d\Omega$ з перерізом, розрахованим у рамках СПМ.

Моделювання даних з використанням МНК є нічим іншим як перевіркою гіпотез, тому звичайними в таких випадках є питання, чи вичерпний список гіпотез, чи адекватні

теоретичні моделі і якою може бути похибка результату, обумовлена неточностями застосованих моделей (модельна залежність перерізів). Однозначну відповідь на поставлені питання можна було б отримати з розв'язку рівнянь Фаддеева - Якубовського [9] для реакції (1), однак поки що така програма є нереальною. У такій ситуації важливо використати аналогії з іншими подібними процесами в малонуклонних та малочастинкових системах. Численні експерименти (див. огляди ранніх досліджень [10, 11] та роботи [12 - 29]), особливо з використанням багатодетекторних систем у геометрії, близькій до 4π [26 - 29], а також мікроскопічні розрахунки тринуклонних ($3N$) систем свідчать, що левову частку до інтегрального перерізу Nd розщеплення вносять саме квазібінарні процеси: КВР і ВКС нуклонів. Чотиринуклонні системи досліджено менш ґрунтовно, однак наявні експериментальні факти вказують на домінуючу роль КВР Nd у тричастинковому каналі $d + d \rightarrow n + p + d$ [10, 30 - 34], а також ВКС і, можливо, КВР нуклонів у чотиричастинковій реакції $d + d \rightarrow p + p + n + n$ [35 - 38].

2. Найпростіші феноменологічні моделі квазібінарних процесів у тричастинкових та чотиричастинкових реакціях: імпульсне наближення плоских хвиль та модель ВМ

Імпульсне наближення плоских хвиль для КВР нуклонів, що було запропоноване спершу як феноменологічна модель [39], можна отримати, нехтуючи інтегральними членами відповідної системи інтегральних рівнянь для амплітуди реакції (1) і замінюючи амплітуду розсіювання протонів поза енергетичною поверхнею амплітудою пружного розсіювання [40]. Інтуїція підказує, що при невисоких енергіях, при яких довжина хвилі де Бройля перевищує розмір дейтрона, ефекти перерозсіювання мають бути істотними. З аналізу рівнянь Фаддеева для амплітуд розсіювання $N + d$ [41] також витікає, що навіть при енергіях, вищих за 100 МеВ, значними є поправки на двократне розсіювання, а при енергіях, нижчих за 50 МеВ, ітераційні ряди інтегральних рівнянь взагалі стають розбіжними. З іншого боку, практика свідчить, що навіть при дуже низьких енергіях розрахунки в імпульсному наближенні дають гарне погодження з формою експериментальних розподілів для перерізів КВР NN і Nd (див., наприклад, [34]), однак абсолютні значення теоретичних перерізів значно вищі за експериментальні. Це вказує на деструктивну інтерференцію членів ітераційного ряду, яку в ІНПХ моделюють, перенормовуючи хвильову функцію дейтрона залежним від енергії нормуючим множником (просте імпульсне наближення - ПІН) або обрізуючи її на малих відстанях (модифіковане імпульсне наближення - МІН).

На рис. 1 показано диференціальні перерізи реакції розщеплення дейтрона протоном, отримані при досить низькій енергії пучка протонів (12 МеВ) у кінематичних умовах КВР pp і pn [42]. Теоретичні розподіли КВР pp розраховано нами в імпульсному наближенні плоских хвиль, обраному у формі [39]

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 dE_1} = \rho |\Psi(q)|^2 \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right), \quad (3)$$

де ρ - множник фазового простору тричастинкової реакції [43]; $\Psi(\vec{q})$ - Фур'є-компонента хвильової функції дейтрона (функції Гульєна [44]):

$$\Psi(q) = (2\pi)^{-3/2} \int \Psi(\vec{r}) e^{-iqr} d^3r, \quad (4)$$

$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ - переріз пружного розсіювання pp , що враховує лише S -хвильову складову ядерної взаємодії [45]

$$\frac{d\sigma(\varepsilon, \theta)}{d\Omega} = \left(\frac{e^2}{4\varepsilon}\right)^2 \left[\cos^4 \frac{\theta}{2} + \sec^4 \frac{\theta}{2} - \cos^2 \frac{\theta}{2} \sec^2 \frac{\theta}{2} \cos\left(\eta \ln \operatorname{tg} \frac{\theta}{2}\right) \right] - \left(\frac{e^2}{4\varepsilon}\right) \frac{1}{q} \sin \delta \cos^2 \frac{\theta}{2} \cos\left(\delta + \eta \ln \sin \frac{\theta}{2}\right) + \left(\frac{e^2}{4\varepsilon}\right) \frac{1}{q} \sin \delta \sec^2 \frac{\theta}{2} \cos\left(\delta + \eta \ln \cos \frac{\theta}{2}\right) + \left(\frac{1}{q} \sin \delta\right)^2, \quad (5)$$

де ε - енергія відносного руху протонів; $\eta = \frac{1}{2qR}$; $R = \frac{\hbar^2}{me^2} = 28,8 \text{ Фм}$; $q = \sqrt{m\varepsilon}$; e - заряд електрона; m - маса нуклона.

$d\sigma/d\Omega_1 d\Omega_2 dE_1$, мб/ср² МеВ

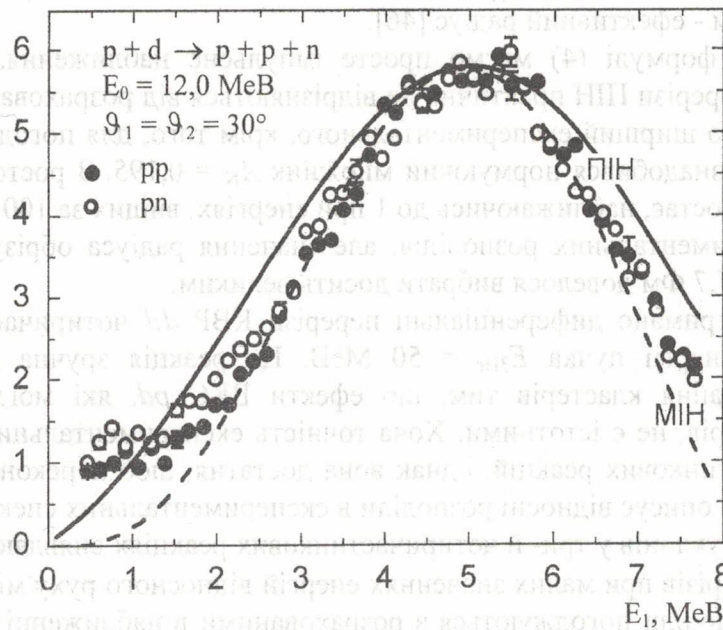


Рис. 1. Двовимірні спектри збігу протон-протон (заповнені кільця) та нейтрон-протон (незаповнені) реакції $p + {}^2\text{H} \rightarrow p + p + n$, виміряні при енергії пучка протонів 12 МеВ в геометричних умовах КВР нуклонів [42]. Для наочності перерізи збігу pn помножено на 0,5. Суцільною та штриховою лініями показано теоретичні розподіли КВР протонів, розраховані відповідно в простому імпульсному наближенні (нормуючий множник $A_N = 0,195$) та модифікованому (радіус обрізування $R = 7,4 \text{ Фм}$).

У так званому post-наближенні

$$\varepsilon = \frac{|\vec{p}_1 - \vec{p}_2|^2}{4m}, \quad (6)$$

$$\cos \vartheta = \frac{(\vec{v}_i, \vec{v}_f)}{|\vec{v}_i| |\vec{v}_f|}, \quad (7)$$

$$\vec{v}_i = \frac{2\vec{p}_0 - \vec{p}_1 - \vec{p}_2}{m},$$

$$\vec{v}_f = \frac{\vec{p}_1 - \vec{p}_2}{m},$$

де \vec{p}_0 - імпульс частинок пучка; \vec{p}_1, \vec{p}_2 - імпульси протонів у кінцевому стані.

Зсув фаз δ , що визначає ядерну взаємодію протонів, розраховано в наближенні ефективного радіуса:

$$\operatorname{ctg} \delta = \frac{-1/a_{pp} + (1/2)r_{pp}q - (1/R)h(\eta)}{C^2(\eta)q},$$

$$C^2(\eta) = \frac{2\pi\eta}{\exp(2\pi\eta) - 1},$$

$$h(\eta) = -\ln(\eta) - \gamma + \eta^2 \sum_1^{\infty} \frac{1}{n(n^2 + \eta^2)},$$

де $\gamma = 0,5772$ - константа Ейлера; $a_{pp} = (-7,823 \pm 0,010)$ Фм - довжина розсіювання pp ; $r_{pp} = (2,794 \pm 0,015)$ Фм - ефективний радіус [46].

При $R = 0$ у формулі (4) маємо просте імпульсне наближення, а при $R > 0$ - модифіковане [47]. Перерізи ПІН практично не відрізняються від розрахованих у роботі [42]. Розрахований пік дещо ширший експериментального, крім того, для погодження з експериментальними даними знадобився нормуючий множник $A_N = 0,195$. З ростом енергії нормуючий множник ПІН зростає, наближаючись до 1 при енергіях, вищих за 100 МеВ. МІН краще описує форму експериментальних розподілів, але значення радіуса обрізування хвильової функції дейтрона $R = 7,7$ Фм довелося вибрати досить великим.

У роботі [5] отримано диференціальні перерізи КВР dd чотиричастинкової реакції ${}^3\text{He}({}^3\text{He}, dd)$ при енергії пучка $E_{\text{He}} = 50$ МеВ. Ця реакція зручна для дослідження квазівільного розсіювання кластерів тим, що ефекти ВКС pd , які могли б спотворити розподіли КВР кластерів, не є істотними. Хоча точність експериментальних даних і нижча, ніж у випадку тричастинкових реакцій, однак вона достатня, щоб переконатися, що просте імпульсне наближення описує відносні розподіли в експериментальних спектрах збігу dd .

Процеси ВКС нуклонів у три- й чотиричастинкових реакціях виявляють себе підвищеними значеннями перерізів при малих значеннях енергій відносного руху між нуклонами ϵ , а експериментальні розподіли погоджуються з розрахованими в наближенні ВМ. Однак межі придатності моделі недостатньо досліджено. В окремих випадках вдається задовільно відтворити нерезонансну складову експериментальних спектрів розподілами ВМ у досить широкому проміжку відносних енергій ϵ (рис. 2).

Отже, в основному, на поставлені вище питання можна дати ствердну відповідь - список розглянутих механізмів, використаних для аналізу експериментальних даних, є доречним і вичерпним. Модельну ж залежність отриманих результатів можна до певної міри оцінити, порівнюючи перерізи, розраховані з використанням альтернативних моделей: простого та модифікованого імпульсного наближення. Звичайно, передумовою такого аналізу має бути впевненість у правильності експериментальних даних та їх похибок.

3. Експериментальні дані та їх теоретична модель

На рис. 3, а показано двовимірний спектр подвійного збігу протонів з реакції ${}^2\text{H}(d, pp)nn$, отриманий при опроміненні потоком дейтронів дейтерій-титанової мішені ${}^2\text{HTi}$ [1]. Середні значення енергії пучка (46,7 МеВ) та кути емісії протонів ($\vartheta_1 = \vartheta_2 = 38,75^\circ$, $\varphi_1 - \varphi_2 = 180^\circ$) відповідають кінематиці КВР pp . У наближенні за МНК модельовано лише ту частину спектра, в якій є можливим надійне визначення маси, заряду й енергії зареєстрованої частинки, тобто при енергіях вищих за 7,8 МеВ. Протони з енергіями, нижчими за 7 МеВ, гальмувалися в ΔE складовій телескопа заряджених частинок. Тому в малоенергетичній частині спектра, де неможливо розрізнити частинки за масою й зарядом,

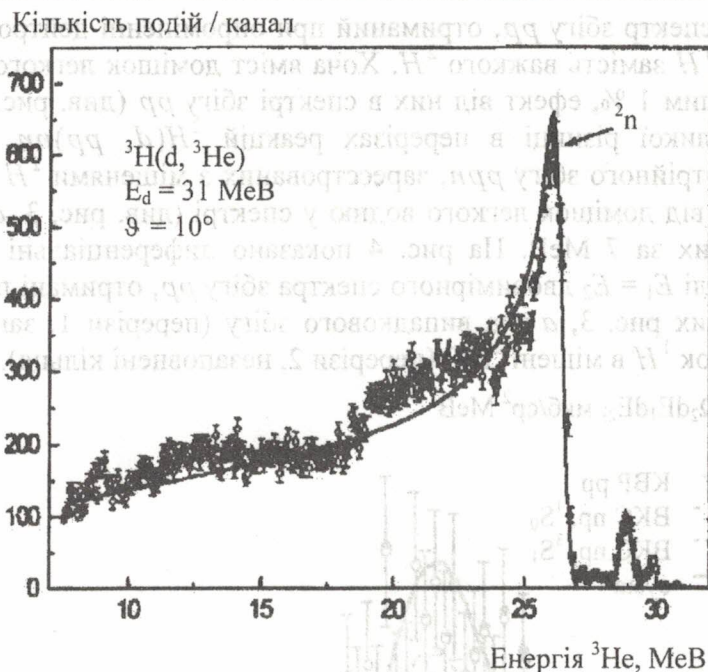


Рис. 2. Експериментальний спектр іонів ${}^3\text{He}$ з реакції ${}^3\text{H}(d, {}^3\text{He})2n$ під кутом 10° у лабораторній системі та його наближення розподілом ВМ з параметрами $a_{nn} = -18,5$ Фм, $r = 2,80$ Фм [48].

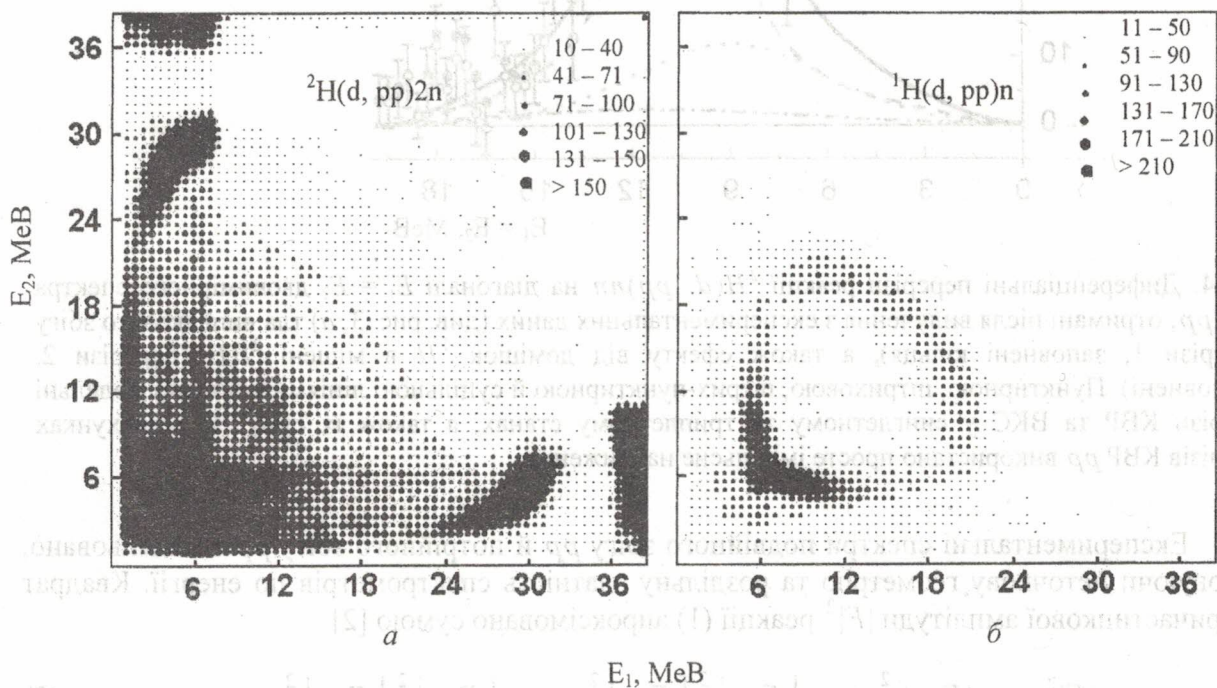


Рис. 3. Двовимірні спектри збігу протон-протон, виміряні при опроміненні дейтронами мішеней Ti^2H (а) і Ti^1H (б). Середні значення енергії пучка й кутів емісії зареєстрованих частинок відповідно дорівнюють: $E_0 = 46,7$ MeV, $\vartheta_1 = \vartheta_2 = 38,75^\circ$, $\varphi_1 - \varphi_2 = 180^\circ$.

присутній внесок від інших реакцій (${}^2\text{H}(d, pd)n$ тощо), а також підвищене тло подій випадкового збігу. Крім того, ділянка спектра протонів з енергіями від 5 до 7,5 MeV може бути спотворена внаслідок порогових і нелінійних ефектів в електронних схемах обробки аналогових сигналів та мертвого шару в детекторах ДЕ і Е.

У тій частині спектра (див. рис. 3, а), де енергії обох частинок перевищують 7,5 MeV, тло випадкового збігу pp становить біля 20 %. З інших несприятливих факторів можна окремо виділити внесок від реакцій на домішках легкого водню ${}^1\text{H}$ в мішені. На рис. 3, б

показано двовимірний спектр збігу pp , отриманий при опроміненні дейтронами мішені, що містить легкий водень 1H замість важкого 2H . Хоча вміст домішок легкого водню в мішені 2HTi був набагато меншим 1 %, ефект від них в спектрі збігу pp (див. рис. 3, *a*) може бути істотним унаслідок великої різниці в перерізах реакцій $^2H(d, pp)nn$ та $^1H(d, pp)n$. Порівняння спектрів потрійного збігу ppn , зареєстрованих з мішенями 2H та 1H , показало, що інтегральний ефект від домішок легкого водню у спектрі (див. рис. 3, *a*) може досягати 7 % при енергіях, вищих за 7 МеВ. На рис. 4 показано диференціальні перерізи реакції $^2H(d, pp)nn$ на діагоналі $E_1 = E_2$ двовимірного спектра збігу pp , отримані після вилучення з експериментальних даних рис. 3, *a* тла випадкового збігу (перерізи 1, заповнені круги), а також ефекту від домішок 1H в мішені 2HTi (перерізи 2, незаповнені кільця).

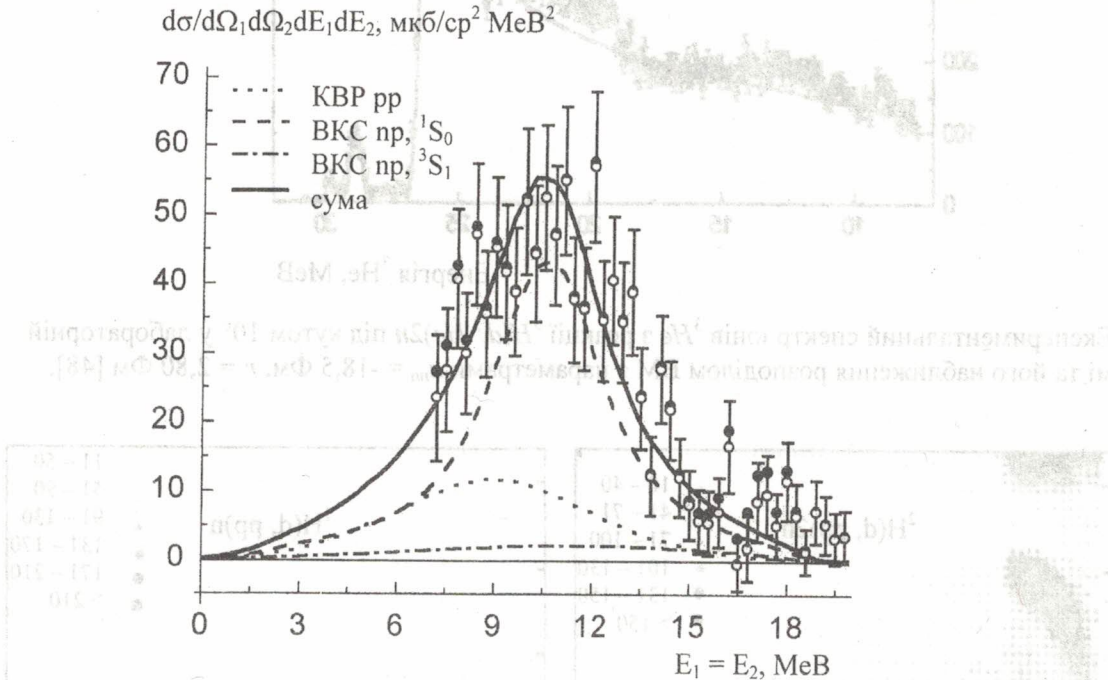


Рис. 4. Диференціальні перерізи реакції $^2H(d, pp)nn$ на діагоналі $E_1 = E_2$ двовимірного спектра збігу pp , отримані після вилучення з експериментальних даних (див. рис. 3, *a*) тла випадкового збігу (перерізи 1, заповнені кільця), а також ефекту від домішок 1H в мішені 2HTi (перерізи 2, незаповнені). Пунктирною, штриховою, штрих-пунктирною й суцільною лініями показано модельні перерізи КВР та ВКС у синглетному та триплетному станах, а також їх суму. У розрахунках перерізів КВР pp використано просте імпульсне наближення.

Експериментальні спектри подвійного збігу pp й потрійного збігу ppn модельовано, враховуючи неточкову геометрію та роздільну здатність спектрометрів по енергії. Квадрат чотиричастинкової амплітуди $|F|^2$ реакції (1) апроксимовано сумою [2]

$$|F|^2 = c_1 |F_{QF}|^2 + c_2 |F_{1S}|^2 |F_{2S}|^2 + c_3 |F_{1T}|^2 |F_{2T}|^2, \quad (8)$$

де $c_1 - c_3$ – вільні константи, визначені в наближенні експериментальних перерізів за методом найменших квадратів; F_{QF} – амплітуда квазівільного розсіювання протонів; F_{1S} і F_{2S} – амплітуди ВКС синглетних np пар, що випромінюються відповідно ліворуч (1) або праворуч (2) від пучка; F_{1T} і F_{2T} – аналогічні амплітуди ВКС триплетних np пар. За великим рахунком слід враховувати також взаємодію в кінцевому стані пар nn у формі четвертого доданка в сумі (3), але в попередньому аналізі експериментальних даних [2] не виявлено цього ефекту, і надалі він до уваги не буде братися.

В імпульсному наближенні плоских хвиль амплітуда F_{QF} має вигляд [2]

$$|F_{QF}|^2 = \left| \psi \left(\frac{\vec{p}_{pp}}{2} - \vec{q}_{nn} \right) \right|^2 \left| \psi \left(\vec{q}_{nn} - \frac{\vec{p}_{nn}}{2} \right) \right|^2 \frac{d\sigma_{pp}(\vec{q}_{pp})}{d\Omega}, \quad (9)$$

де $q_{pp} = \frac{\vec{p}_1 + \vec{p}_2}{2}$, $\vec{p}_{pp} = \vec{p}_1 + \vec{p}_2$, $\vec{p}_{nn} = \vec{p}_3 + \vec{p}_4$, $q_{nn} = \sqrt{m\varepsilon_{nn}}$,

$$\varepsilon_{nn} = E_0 + Q - E_1 - E_2 - \frac{|\vec{p}_0 - \vec{p}_1 - \vec{p}_2|^2}{4m},$$

E_0 , \vec{p}_0 - кінетична енергія й імпульс часток пучка в лабораторній системі; E_1 , E_2 , \vec{p}_1 , \vec{p}_2 - енергії й імпульси протонів; $Q = -4,449$ MeV - енергія реакції; m - маса нуклона; $\psi(\vec{q})$ та переріз пружного розсіювання протонів $\frac{d\sigma_{pp}(\vec{q}_{pp})}{d\Omega}$ визначено відповідно співвідношеннями (4) та (5) - (7), у яких

$$\vec{v}_i = \frac{(\vec{p}_0 - \vec{p}_1 + \vec{p}_4)}{m},$$

$$\vec{v}_f = \frac{(\vec{p}_1 - \vec{p}_2)}{m},$$

а \vec{p}_3 і \vec{p}_4 - відповідно імпульси нейтронів.

Розраховані таким чином перерізи КВР протонів практично не відрізняються від отриманих раніше [2] з використанням простішого наближення

$$\frac{d\sigma(\vec{q})}{d\Omega} = \frac{1}{q^2 + (-a^{-1} + rq^2)^2}.$$

Амплітуди ВКС нейтрон-протон розраховувались в наближенні ВМ:

$$F_{1(2)S(T)}(q) = \frac{r(q^2 + \eta^2)}{2(-1/a + rq^2/2 - iq)},$$

$$\eta = \frac{1}{r} \left(1 + \sqrt{1 - \frac{2r}{a}} \right),$$

де q - імпульс відносного руху нуклонів у цих підсистемах, довжина розсіювання a і ефективний радіус r відповідно мають значення -23,748 і 2,75 Фм для синглетного стану np пари, 5,424 і 1,759 Фм для триплетного [46].

4. Порівняння модельних перерізів, отриманих з використанням простого й модифікованого імпульсного наближень для КВР протонів

Наближення експериментального двовимірного спектра збігу протон-протон виконано на ділянці в площині $E_1 - E_2$, обмеженій порогами E_1 , $E_2 = 8,1$ MeV і чотиричастинковою границею реакції $d + d \rightarrow p + p + n + n$ із значенням $Q = -4,449$ MeV (2573 елементи експериментальної матриці). Якщо для розрахунку $|F_{QF}|^2$ використати просте імпульсне наближення, співвідношення між внесками від членів суми (8), перераховане на всю кінематично дозволена ділянку, становить $(0,22 \pm 0,04) : (0,69 \pm 0,05) : (0,09 \pm 0,03)$. Значення модельних диференціальних перерізів на діагоналі $E_1 = E_2$ матриці

подвійного збігу показано на рис. 4 разом з експериментальними даними. Варіація (у розумних межах) границь ділянки фіту істотно не змінює цієї пропорції. Порівнюючи цей результат із співвідношенням $(0,24 \pm 0,04) : (0,61 \pm 0,06) : (0,15 \pm 0,03)$, отриманим раніше [2] в наближенні перерізів 1, бачимо, що після вилучення внеску від реакцій на домішках легкого водню дещо зменшується лише переріз ВКС np у триплетному стані й майже не змінюються інші члени пропорції. Значення диференціального перерізу $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)$ у системі

центра мас (с. ц. м.) подвійного спин-ізоспин-фліпу дейтронів отримано рівним $1,2 \pm 0,3$ мб/ср при $\theta_{с.ц.м.} = 90^\circ$, що на 10 % перевищує відповідний результат $1,1 \pm 0,3$ мб/ср роботи [4], отриманий в наближенні експериментальних перерізів 1. Отже, принципові висновки роботи [2] лишаються в силі, а саме: домінуючим механізмом реакції (1) є подвійний спин-фліп, його внесок до спектра подвійного збігу pp на рис. 3, а становить близько двох третин, у той час як ефект квазівільного розсіювання протонів складає менше чверті від загальної кількості подій.

Відсутність інтерференції між амплітудами КВР pp і ВКС np перевіряється прямими розрахунками, оскільки кутові й енергетичні розподіли нейтронів у цих процесах цілком відмінні. У випадку КВР один із нейтронів випромінюється з енергією біля 24 MeV у вузькому конусі навколо осі пучка (рис. 5 і 6), а інший залишається з малими енергіями, у той час як у випадку ВКС імпульси обох нейтронів близькі до імпульсів відповідних протонів.

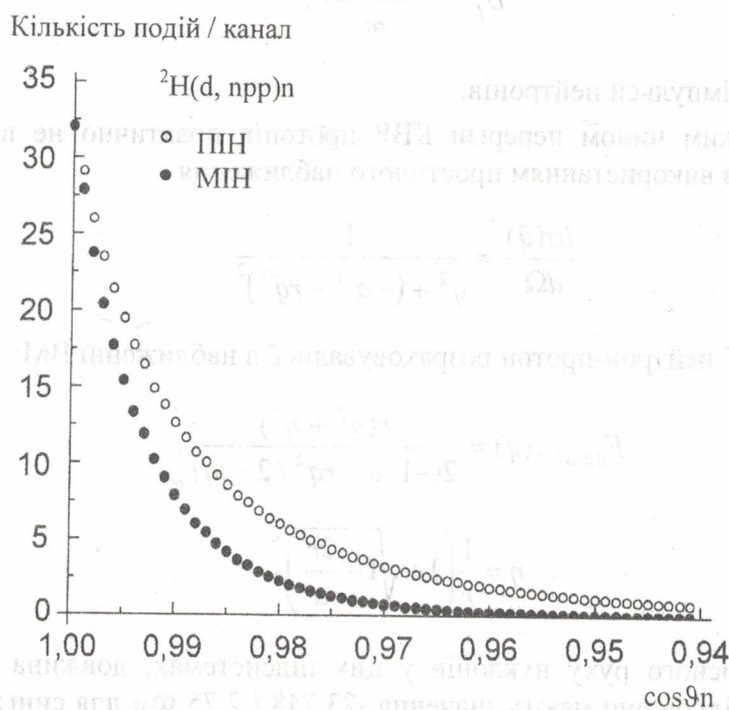


Рис. 5. Розподіл подій потрійного збігу реакції ${}^2\text{H}(d, ppn)n$ залежно від кута емісії нейтрона-спостерігача ϑ при $\vartheta_1 = \vartheta_2 = 38,75^\circ$, $\varphi_1 - \varphi_2 = 180^\circ$, розрахованих методом Монте-Карло в простому й модифікованому імпульсних наближеннях.

Залишається перевірити, наскільки отримані результати залежать від типу феноменологічної моделі КВР. Тому розглянуті вище розрахунки було повторено з використанням модифікованого імпульсного наближення для амплітуди КВР протонів замість простого. Використано значення $R = 4,6$ Фм. Як і у випадку тринуклонних систем МІН дає загалом вужчі енергетичні й кутові розподіли продуктів реакції (рис. 5 - 7). Отримані значення модельних диференціальних перерізів при $E_1 = E_2$ показано на рис. 8. Інтегральне співвідношення між внесками від членів суми (8) у площині $E_1 - E_2$ отримано

рівним $(0,06 \pm 0,03) : (0,85 \pm 0,05) : (0,09 \pm 0,03)$. При цьому значення диференціального перерізу подвійного спін-ізоспін-фліпу $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{с.ц.м.}}$ при $\theta_{\text{с.ц.м.}} = 90^\circ$ зростає до $1,4 \pm 0,4$ мб/ср.

Отже, використання модифікованого імпульсного наближення замість простого в наближенні експериментального спектра приводить до нижчих значень перерізів для КВР протонів і дещо вищих для подвійного спін-фліпу, залишаючи в силі принциповий висновок про домінуючий внесок останнього в спектрі подвійного збігу pp на рис. 3, а.

Кількість подій / канал

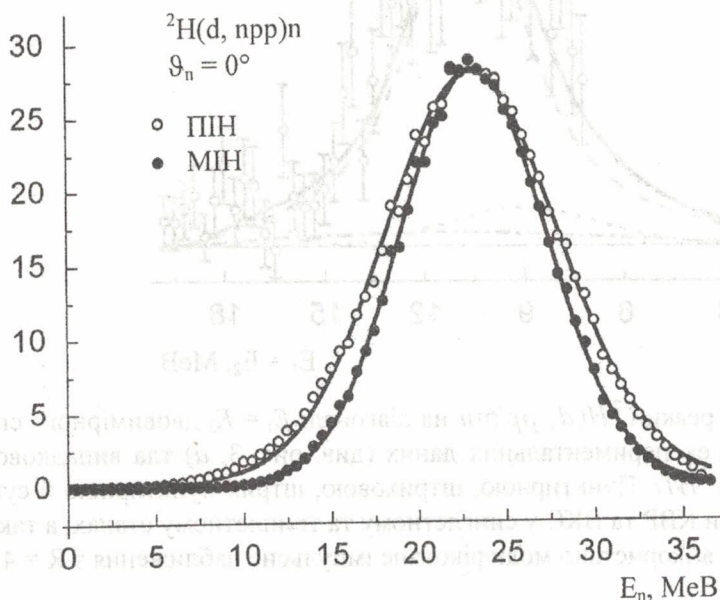


Рис. 6. Розподіл подій потрійного збігу реакції ${}^2\text{H}(d, pp)n$ залежно від енергії нейтрона-спостерігача, розрахованих методом Монте-Карло в простому й модифікованому імпульсних наближеннях при $\vartheta_1 = \vartheta_2 = 38,75^\circ$, $\varphi_1 - \varphi_2 = 180^\circ$, $\vartheta_3 = \vartheta_n = 0^\circ$.

$d\sigma/d\Omega_1 d\Omega_2 dE_1 dE_2$, мкб/ср² MeV²

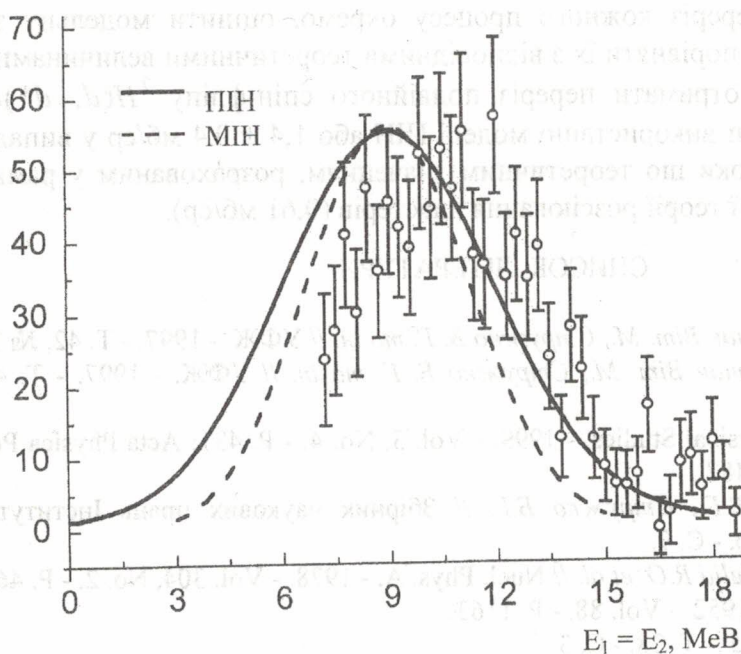


Рис. 7. Диференціальні перерізи реакції ${}^2\text{H}(d, pp)$ на діагоналі $E_1 = E_2$, модельовані методом Монте-Карло в простому й модифікованому ($R = 4,6$ Фм) імпульсних наближеннях, нормовані до експериментальних значень.

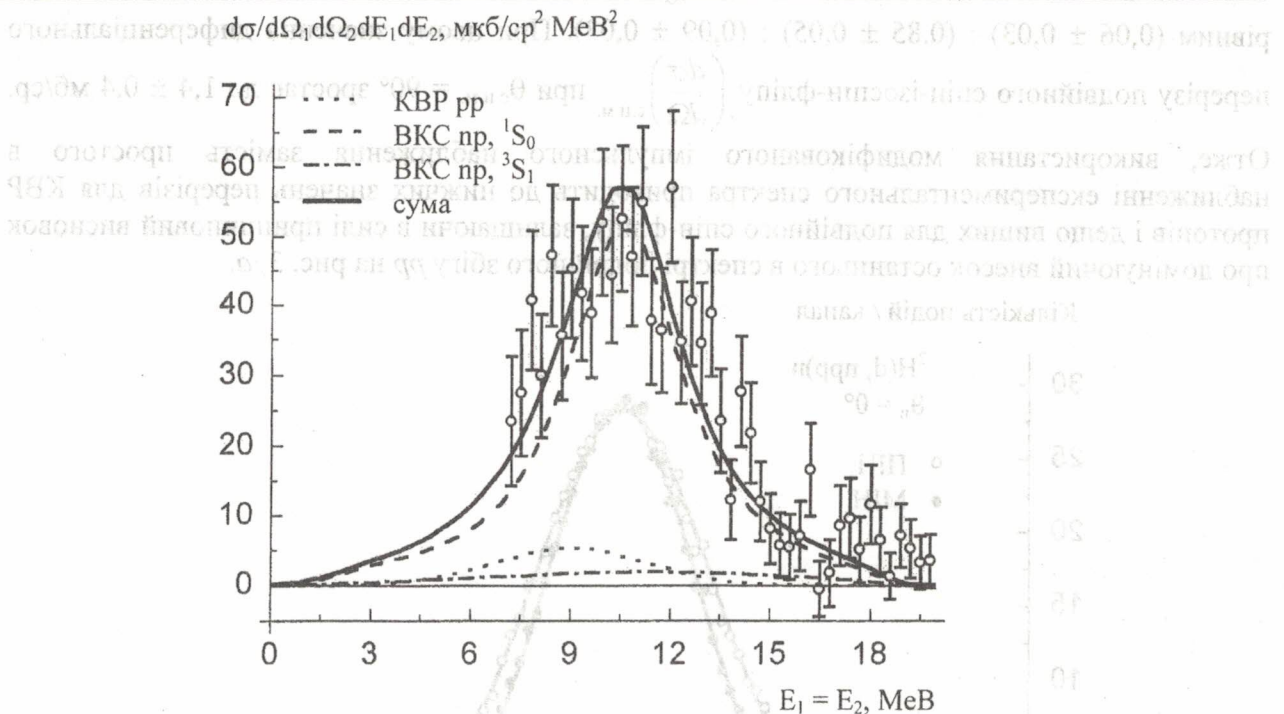


Рис. 8. Диференціальні перерізи реакції ${}^2\text{H}(d, pp)nn$ на діагоналі $E_1 = E_2$ двовимірного спектра збігу pp , отримані після вилучення з експериментальних даних (див. рис. 3, а) тла випадкового збігу та ефекту від домішок ${}^1\text{H}$ в мішені ${}^2\text{HTi}$. Пунктирною, штриховою, штрих пунктирною й суцільною лініями показано модельні перерізи KBP та BKC у синглетному та триплетному станах, а також їх суму. У розрахунках перерізів KBP pp використано модифіковане імпульсне наближення з $R = 4,6$ Фм.

5. Висновки

Двовимірні спектри збігу протонів з чотиричастинковою реакції $d + d \rightarrow p + p + n + n$ вдається досить точно моделювати, враховуючи прості квазібінарні процеси: квазівільне розсіювання протонів у простому чи модифікованому імпульсному наближенні плоских хвиль та взаємодію в кінцевому стані нуклонів у наближенні ВМ. Така модель дає можливість розрахувати переріз кожного процесу окремо, оцінити модельну залежність отриманих значень, а також порівняти їх з відповідними теоретичними величинами. Зокрема, у такому підході вдалося отримати переріз подвійного спин-фліпу ${}^2\text{H}(d, d^*)d^*$ ($1,2 \pm 0,3$ мб/ср при $\theta_{\text{cm}} = 90^\circ$ при використанні моделі ПІН або $1,4 \pm 0,4$ мб/ср у випадку МІН) і порівняти його з єдиним поки що теоретичним значенням, розрахованим у рамках супермультиплетної потенціальної теорії розсіювання кластерів (0,61 мб/ср).

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Конфедератенко В. І., Пірнак Віт. М., Стружко Б. Г. та ін. // УФЖ. - 1997. - Т. 42, № 3. - С. 274.
2. Конфедератенко В. І., Пірнак Віт. М., Стружко Б. Г. та ін. // УФЖ. - 1997. - Т. 42, № 10. - С. 1175.
3. Struzhko B. // Journal of Physical Studies. - 1999. - Vol. 3, No. 4. - P. 431; Acta Physica Polonica B. - 1999. - Vol. 30, No. 5. - P. 1487.
4. Лебедев В.М., Неудачин В.Г., Стружко Б.Г. // Збірник наукових праць Інституту ядерних досліджень. - 2002. - № 2(8). - С. 9.
5. Allas R.G., Beach L.A., Bondelid R.O. et al. // Nucl. Phys. A. - 1978. - Vol. 304, No. 2. - P. 461.
6. Watson K.M. // Phys. Rev. - 1952. - Vol. 88. - P. 1163.
7. Мигдал А.Б. // ЖЭТФ. - 1955. - Т. 28. - С. 3.
8. Neudachin V.G., Sakharuk A. A., Smirnov Yu. F. // Fiz. Elem. Chastits At. Yadra. - 1992. - Vol. 23. - P. 479; Neudachin V.G., Kukulkin V.I., Pomerantsev V.N., Sakharuk A.A. // Phys. Rev. C. - 1992. - Vol. 45. - P. 1512.

9. Якубовский О.А. // ЯФ. - 1967. - Т. 5. - С. 1312.
10. Kluge W. // Fortschritte der Physik. - 1974. - Vol. 22. - P. 691.
11. Кумпф Г., Мезнер Ю., Миллер К., Шмидт Г. // ЭЧАЯ. - 1978. - Т. 9, вып. 2. - С. 412.
12. Durand M. // Zeitschrift für Physik. A. - 1975. - Vol. 275, No. 4. - P. 397.
13. Felder R.D., Witten T.R., Williams T.M. et al. // Nucl. Phys. A. - 1976. - Vol. 264, No. 3. - P. 397.
14. Guratzsch H., Kühn B., Kumpf H. et al. // Nucl. Phys. A. - 1977. - Vol. 293. - P. 109.
15. Andrade E., Miljanic D., Phillips G.C. // Nucl. Phys. A. - 1980. - Vol. 337. - P. 365.
16. Bonbright D.I., McDonald A.M., van-Oers W.T.H. et al. // Phys. Rev. C. - 1979. - Vol. 20. - P. 879.
17. Gebhardt K., Jager W., Jeitner C. et al. // Nucl. Phys. A. - 1993. - Vol. 561. - P. 232.
18. Allet M., Bodek K., Hajdas W. et al. // Helvetica Physica Acta. - 1993. - Vol. 66. - P. 437.
19. Allet M., Bodek K., Hajdas W. // Few Body Systems. - 1996. - Vol. 20. - P. 27.
20. Qin L.M., Boeglin W., Fritschi D. et al. // Nucl. Phys. A. - 1995. - Vol. 587, No. 2. - P. 252.
21. Patberg H., Grossmann R., Nitzsche G. et al. // Phys. Rev. C. - 1996. - Vol. 53, No. 4. - P. 1497.
22. Zejma J., Allet M., Bodek K. et al. // Phys. Rev. C. - 1997. - Vol. 55, No. 1. - P. 42.
23. Tognow W., Carman T.S., Chen Q. et al. // Nucl. Phys. A. - 1998. - Vol. 631. - P. 421c.
24. Bodek K., Glöckle W., Golak J. et al. // Nucl. Phys. A. - 1998. - Vol. 631. - P. 687c.
25. Przyborowski M., Eggert M., Engels R. et al. // Phys. Rev. C. - 1999. - Vol. 60, No. 064004. - 8 p.
26. McNaughton M.W., Griffiths R.J., Blair I.M. et al. // Nucl. Phys. A. - 1975. - Vol. 239. - P. 29.
27. Wielinga B.J., Balder J.R., Blommestijn G.J.F. et al. // Nucl. Phys. A. - 1976. - Vol. 261, No. 1. - P. 13.
28. Durand J.L., Chauvin J., Perrin C. et al. // Nucl. Phys. A. - 1978. - Vol. 306, No. 1-2. - P. 173.
29. Blommestijn G.J.F., van Dantzig R., Haitsma Y. et al. // Nucl. Phys. A. - 1981. - Vol. 365, No. 2. - P. 202.
30. Djalois A., Bojowald J., Alderliesten C. et al. // Nucl. Phys. A. - 1976. - Vol. 273. - P. 29.
31. Kluge W., Matthaei H., Schluetter R. et al. // Nucl. Phys. A. - 1978. - Vol. 302, No. 1. - P. 93.
32. Mdalose T.E., Fiedeldey H., Sandhas W. // Nucl. Phys. A. - 1988. - Vol. 480, No. 2. - P. 215.
33. Howell C.R., Felsher P.D., Tornow W. et al. // Phys. Rev. C. - 1993. - Vol. 48. - P. 2855.
34. Felsher P.D., Howell C.R., Tornow W. et al. // Phys. Rev. C. - 1997. - Vol. 56. - P. 38.
35. Warner R.E., Di Cenzo S.B., Ball G.G. et al. // Nucl. Phys. A. - 1975. - Vol. 243. - P. 180.
36. Zhang Ying-Ji, Yang Jin-qing, Zhang Jie He Jian-hua // Phys. Rev. C. - 1992. - Vol. 45. - P. 528.
37. Zhang Ying-Ji, He Jian-hua, Yang Jin-qing, Zhang Jie // Phys. Rev. C. - 1993. - Vol. 47. - P. 468.
38. Leeman B.Th., Pugh M.G., Chant N.S., Chang C.C. // Phys. Rev. C. - 1978. - Vol. 17. - P. 410.
39. Kuckes A.F., Wilson P., Cooper P.F. // Ann. Phys. (N. Y.). - 1961. - Vol. 15. - P. 193.
40. Alt E.O., Grassberger P., Sandhas W. // Nucl. Phys. B. - 1967. - Vol. 2. - P. 167.
41. Sloan I.H. // Phys. Rev. - 1969. - Vol. 185, No. 4. - P. 1361.
42. Valković V., Rendić D., Otte V.A. et al. // Nucl. Phys. A. - 1971. - Vol. 166. - P. 547.
43. Ohlsen G.G. // Nucl. Instr. Meth. - 1965. - Vol. 37. - P. 240.
44. Hulthen L., Laurikainen K.V. // Rev. Mod. Phys. - 1951. - Vol. 32. - P. 1; Хюльтен Л., Сугавара М. Проблема взаимодействия двух нуклонов // Строение атомного ядра. - М.: ИЛ, 1959. - С. 9 - 165.
45. Престон М. Физика ядра: Пер. с англ. - М.: Мир, 1964. - 574 с.
46. Machleidt R. // Advances in nuclear physics. - 1989. - Vol. 19. - P. 189.
47. Paic G., Koung J. C., Margaziotis O. J. // Phys. Lett. B. - 1970. - Vol. 32. - P. 437.
48. Struzhko B. // УФЖ. - 2000. - Т. 45, № 8. - С. 901.

МОДЕЛЬНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЙ ЧЕТЫРЕХЧАСТИЧНОЙ РЕАКЦИИ $d + d$

В. И. Гранцев, Вит. Н. Пирнак, Б. Г. Стружко

Экспериментальный спектр двойных совпадений протон-протон (pp) из четырехчастичной реакции $d + d \rightarrow p + p + n + n$, полученный ранее в кинематических условиях квазисвободного рассеяния (КСР) протонов, моделирован по методу наименьших квадратов (МНК) с учетом доминирующих квазибинарных процессов: квазисвободного рассеяния протонов и взаимодействия нуклонов в конечном состоянии (ВКС) в парах нейтрон-протон (np). Сечения КСР рассчитываются в импульсном приближении плоских волн с использованием альтернативных моделей: простого импульсного приближения (ПИП) и модифицированного (МИП). Особенностью последнего есть обрезание волновой функции дейтрона на малых расстояниях. Распределения ВКС np в синглетном 1S_0 и триплетном 3S_1 состояниях моделированы в приближении Ватсона - Мигдала. Таким образом

удалось вычислить сечение каждого процесса в отдельности и оценить модельную зависимость полученных значений. Использование МИП вместо ПИП в подгонке экспериментального спектра по МНК приводит к более низким значениям сечений для КСР протонов и несколько более высоким для двойного спин-флипа, оставляя в силе принципиальный вывод о доминирующем вкладе последнего в спектре двойных совпадений pp . В частности, интегральное сечение реакции ${}^2H(d, d^*)d^*$, которое сопровождается двойным спин-флипом, составляет $1,2 \pm 0,3$ мб/ср при $\theta_{cm} = 90^\circ$ при использовании модели ПИП и $1,4 \pm 0,4$ мб/ср в случае МИП в сравнении с единственным пока что теоретическим значением, рассчитанным в рамках супермультиплетной потенциальной теории рассеяния кластеров, равным 0,61 мб/ср.

MODEL DEPENDENCE OF DIFFERENTIAL CROSS SECTIONS OF THE FOUR-BODY $d+d$ REACTION

V. I. Grantsev, Vit. M. Pirnak, B.G. Struzhko

Experimental two-dimensional proton-proton double coincidence spectrum of the four-particle $d + d \rightarrow p + p + n + n$ reaction which was obtained previously in the proton - proton (pp) quasifree scattering (QFS) kinematic conditions was simulated with a least-square method. Dominant quasi-binary processes, viz. a pp QFS and a neutron - proton (np) final-state interaction (FSI) have been taking into account. QFS cross sections were calculated in plane waves impulse approximation (PWIA) using alternate models: Simple Impulse Approximation (SIA) and a Modified Impulse Approximation (MIA). The characteristic of the latter is cutting of a deuteron wave function at small distances. The distributions of FSI neutron - proton pairs in 1S_0 and 3S_1 states were calculated using the Watson - Migdal model. Thus, it was possible to calculate cross sections of each process separately and to estimate a model dependence of obtained values. Usage MIA instead of SIA in fitting of the experimental spectrum results in lower values of cross sections for QFS of protons and little higher for a double spin flip, while a key conclusion about the dominant contribution of the latter remains valid. In particular, an integrated cross section of the ${}^2H(d, d^*)d^*$ double spin flip reaction was obtained which is $1,2 \pm 0,3$ mb/sr at $\theta_{cm} = 90^\circ$ in the case of SIA and $1,4 \pm 0,4$ mb/sr in the case of MIA, while the unique so far theoretical value calculated within the framework of the Super-Multiplet Potential Theory of clusters is 0,61 mb/sr.

Надійшла до редакції 31.01.03,
після доопрацювання – 05.03.03.

МОДЕЛЬНА ЗАВИСІМІСТЬ ДИФЕРЕНЦІАЛЬНИХ СЕЧЕНЬ ЧЕТЫРЕХЧАСТИЧНОЙ РЕАКЦИИ $d+d$

В.І. Гранцев, Віт.М. Пірнак, Б.Г. Стружко

Экспериментальный спектр двойных совпадений протонов протонов (pp) из квазисвободного рассеяния (pp QFS) в кинематических условиях, полученный ранее в эксперименте, был смоделирован с помощью метода наименьших квадратов (МНК) с учетом доминирующих квазидвухчастичных процессов, а именно: квазисвободного рассеяния протонов и взаимодействия нейтрона и протона (np) в конечном состоянии. Сечения КСР рассчитывались в приближении плоских волн с использованием альтернативных моделей: простой импульсной (ПИП) и модифицированной (МИП). Характерной особенностью последней является обрезание волновой функции дейтрона на малых расстояниях. Распределения пар нейтрона и протона в 1S_0 и 3S_1 состояниях были рассчитаны с помощью модели Ватсона - Мигдала. Таким образом, стало возможным рассчитать сечения каждого процесса в отдельности и оценить модельную зависимость полученных значений. Использование МИП вместо ПИП в подгонке экспериментального спектра по МНК приводит к более низким значениям сечений для КСР протонов и несколько более высоким для двойного спин-флипа, оставляя в силе принципиальный вывод о доминирующем вкладе последнего в спектре двойных совпадений pp . В частности, интегральное сечение реакции ${}^2H(d, d^*)d^*$, которое сопровождается двойным спин-флипом, составляет $1,2 \pm 0,3$ мб/ср при $\theta_{cm} = 90^\circ$ при использовании модели ПИП и $1,4 \pm 0,4$ мб/ср в случае МИП в сравнении с единственным пока что теоретическим значением, рассчитанным в рамках супермультиплетной потенциальной теории рассеяния кластеров, равным 0,61 мб/ср.