

ДИФЕРЕНЦІАЛЬНІ ПЕРЕРІЗИ ПОДВІЙНОГО СПІН-ФЛІПУ В РЕАКЦІЇ $d + d \rightarrow p + p + n + n$ І СУПЕРМУЛЬТИПЛЕТНА ПОТЕНЦІАЛЬНА МОДЕЛЬ РОЗСІЮВАННЯ КЛАСТЕРІВ

В. М. Лебедєв¹, В. Г. Неудачин¹, Б. Г. Стружко²

¹ Науково-дослідний інститут ядерної фізики МДУ, Росія, Москва

² Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Експериментальні двовимірні спектри збігу протонів із чотиричастинкової реакції $d + d \rightarrow p + p + n + n$ модельовано з урахуванням домінуючих квазібінарних процесів: квазівільного розсіювання протонів і взаємодії нуклонів у кінцевому стані. Визначено диференціальні перерізи $d\sigma(\vartheta, E)/d\Omega$ реакцій перезарядки ${}^2H(d, {}^2n){}^2p$ ($0,57 \pm 0,03$ мб/ср при $\theta_{\text{cm}} = 62,5^\circ$, $1,01 \pm 0,05$ мб/ср при $\theta_{\text{cm}} = 79,6^\circ$, $E_{\text{с.ц.м.}} = 11,6$ МеВ) і спін-ізоспін фліпу обох дейтронів ${}^2H(d, d^*)d^*$ ($1,1 \pm 0,3$ мб/ср при $\theta_{\text{cm}} = 90^\circ$, $E_{\text{с.ц.м.}} = 23,4$ МеВ). Отримані експериментальні значення $d\sigma/d\Omega$ порівнюються з перерізами, розрахованими в узагальненій потенціалній моделі, що в наближенні супермультиплетної симетрії $SU(4)$ зводить задачу про взаємодію кластерів A і B до одноканальної задачі розсіювання з потенціалами $V^{[f]}$, де $[f]$ - дозволені схеми Юнга системи $A + B$. У каналі з мінімальним повним спіном S амплітуда пружного розсіювання визначається сумою двох амплітуд, інваріантних відносно перетворень групи $SU(4)$, а амплітуда непружного розсіювання зі спін-ізоспін фліпом або перезарядкою дейтрона - їх різницею. Теоретичні перерізи розглянутих вище непружних процесів отримано рівними 0,48, 1,61 і 0,61 мб/ср відповідно.

1. Вступ

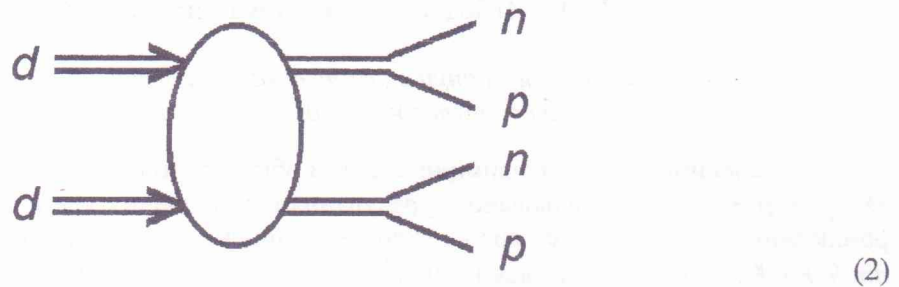
У наш час чотири-нуклонні ($4N$) системи стають об'єктом зростаючого інтересу. У випадку реалізації мікроскопічних розрахунків їх можна використовувати, щоб зондувати нуклон-нуклонну (NN) взаємодію, зокрема багаточастинкові сили, off-shell компоненти парних сил, або P хвильову складову on-shell взаємодії. Чотиричастинкова реакція



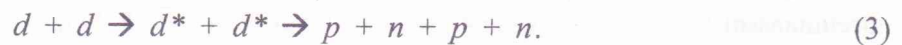
є найпростішою реакцією, яку можна використати для дослідження розсіювання нейтронів на пучках заряджених часток. Найперспективнішими для такої програми є квазібінарні механізми: взаємодія в кінцевому стані (ВКС) і квазівільне розсіювання (КВР) нейтронів. Спроба реалізації першої можливості описана в роботі [1]. В експерименті вимірювалися двовимірні спектри збігу протонів $N(E_1, E_2)$ при енергії пучка дейтронів $E_0 = 23,15$ МеВ. Середні кути емісії часток θ_1/θ_2 обрано рівними $18/36^\circ$ і $25/43^\circ$, $\varphi_1 - \varphi_2 = 0$. У цій геометрії реалізується кінематична ситуація ВКС як pp , так і nn пар одночасно, тобто умови квазібінарної реакції ${}^2H(d, pp)nn$. У розрахунках, виконаних у наближенні Ватсона - Мігдала (ВМ) [2, 3], вдалося відтворити форму експериментальних розподілів, однак оптимальні значення довжини розсіювання нейтронів a_{nn} , отримані методом найменших квадратів (МНК), виявилися неоднаковими в різних геометріях (біля -15 Фм для кутів $\theta_1/\theta_2 = 18/36^\circ$ і -50 Фм для $25/43^\circ$ відповідно). Експериментальні дані було також проаналізовано в так званому наближенні двічі спотворених хвиль (double distorted wave), що описувало pp і nn підсистеми розсіяними хвилями, а відносний рух центрів мас динуклонів pp , nn у кінцевому стані й дейтронів у початковому - плоскими. При цьому розподіли, розраховані з $a_{nn} = -15$ Фм, краще погоджувалися з експериментальними даними, демонструючи модельну залежність параметрів, що спостерігалася раніше в тричастинкових реакціях [4]. Абсолютні значення диференціальних перерізів $d^2\sigma/d\Omega_1 d\Omega_2$, інтегрованих по енергіях часток від порога реєстрації, рівного 3 МеВ, і вище, отримано рівними $0,84 \pm 0,04$ і $0,63 \pm 0,03$ мб/с² відповідно. З цими даними виявилися в разючому контрасті перерізи,

отримані пізніше в подібній геометрії при енергії пучка $E_0 = 15,7$ MeV [5], а саме: 8,2, 22,5, 17,4, 8,9 мб/ср² під кутами ϑ_1/ϑ_2 рівними 24,1/49,7, 19,9/52,2, 17,8/53,7, 15,2/55,1 град відповідно.

ВКС нейтрон - протон можна зобразити такою діаграмою:



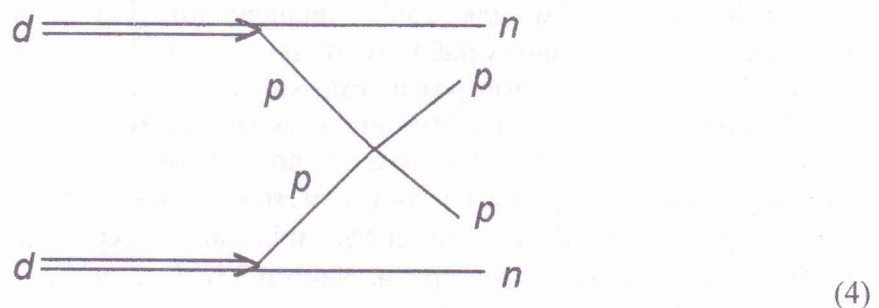
Можливими є два варіанти реакції. Перший - це утворення двох синглетних дейтронів, супроводжуване подвійним спін - та ізоспін-фліпом, і наступний їх розпад



Теоретично такий процес передбачено узагальненою (супермультиплетною) потенціальною теорією розсіювання кластерів (СПМ) [6], у рамках якої він знаходить природне пояснення як результат дії обмінних сил Майорана, однак експериментальні дані, що свідчать на користь високої імовірності подвійного спін-фліпу, було отримано раніше [7, 8].

Друга можливість - це утворення двох триплетних np пар. Априорі його не можна знімати з рахунку, а співвідношення між імовірностями двох процесів має бути предметом окремого дослідження. Утворення однієї синглетної пари в $d + d$ реакції заборонено правилами добору по ізотопічному спіну за умови, що це точне квантове число. Відомі експериментальні дані свідчать, що якщо порушення правил добору і мають місце, то вони незначні [9]. ВКС np у реакції (2) спостерігали в роботі [10] при енергії пучка дейтронів $E_0 = 50$ MeV і в кінематично повному експерименті [11] при $E_0 = 15,7$ MeV, однак абсолютні значення перерізів не були отримані. Форма експериментальних спектрів загалом погоджувалась з розподілами моделі ВМ.

Іншим значимим квазібінарним механізмом реакцій (1) є квазівільне розсіювання нуклонів, в якому два нуклони (один із дейтрона в пучку, а інший із дейтрона в мішені) не змінюють свої початкові імпульси. Тому цей процес іноді виділяють в окремий механізм як квазівільне розсіювання з двома спостерігачами (КВРДС). Квазівільне розсіювання дозволене для будь-якої пари нуклонів: pp , nn , np . У свій час Г. Кумпф запропонував використати КВР нейтронів для визначення ефективного радіуса nn амплітуди [10], оскільки перерізи ВКС до нього мало чутливі. З огляду на той факт, що ефекти, пов'язані з можливими порушеннями зарядової симетрії ядерних сил, незначні, загальні закономірності реакції природно спочатку вивчити на прикладі більш простого для експериментаторів дзеркального процесу - КВР протонів, поданого діаграмою



Надійна ідентифікація механізму можлива в кінематично повному експерименті, у котрому необхідно реєструвати спектри збігу між трьома продуктами реакції (1) у кінцевому стані: нейтроном-спостерігачем, випромінюваним під кутом 0° , і двома розсіяними протонами. У тих випадках, коли реєструються спектри тільки подвійного збігу pp (кінематично неповний експеримент), інтерпретація результатів ускладнюється через конкуруючу реакцію (2). Одним із перших такого роду був кінематично неповний експеримент при енергії пучка дейтронів $E_0 = 80$ MeV [7]. Спектри збігу pp з реакції ${}^2\text{H}(d,pp)2n$ було отримано в симетричній компланарній геометрії для декількох пар кутів в інтервалі $34 - 52$ град. З помірним успіхом експериментальні диференціальні перерізи $d^4\sigma(E_1, E_2)/d\Omega_1 d\Omega_2 dE_1 dE_2$ вдалося погодити розрахованими в борнівському наближенні плоских хвиль (БНПХ), при цьому знадобився коефіцієнт нормування, рівний 0,09.

У роботі [8] запропоновано альтернативне трактування даних [7], що враховує лише ВКС np , тобто ігнорує можливий внесок від квазівільного розсіювання протонів. У наближенні ВМ для триплетних і синглетних амплітуд і з двома вільними параметрами, що визначають їх вагу, вдалося відтворити форму спектрів під усіма кутами. Внески від синглетних станів у спектрах склали 33 і 56 % повного перерізу (похибки не зазначено) під кутами $36,5$ і 43° відповідно, що помітно вище статистичної ваги (10 %) ${}^1\text{S}_0$ стану в повній суміші спінових станів.

Надійніша ідентифікація квазівільного розсіювання кластерів можлива в реакції ${}^3\text{He}({}^3\text{He}, dd)pp$ з огляду на відсутність істотних ефектів ВКС у системі протон - дейтрон. У роботі [13] виконано вимірювання диференціальних перерізів і спектрів подвійного збігу dd під симетричними парами кутів $\theta_1 = \theta_2 = 30,1^\circ$ при енергії $E_{3\text{He}} = 50$ MeV і $\theta_1 = \theta_2 = 37^\circ$ при $E_{3\text{He}} = 78$ MeV. Теоретичні перерізи обчислено в імпульсному наближенні плоских хвиль (ІНПХ). Експериментальні значення були помітно нижчими теоретичних, але відносні експериментальні розподіли задовільно погоджувалися з розрахованими. Відношення $N = \text{експеримент}/\text{теорія}$ отримано рівним 0,05 і 0,1 при енергіях пучка 50 і 78 MeV відповідно. У статті вказано також диференціальний переріз реакції ${}^2\text{H}(d,pp)nn$ у максимумі спектра pp збігу, виміряний під симетричними кутами $\theta = 34,8^\circ$ при енергії пучка $E_d = 34,7$ MeV (експериментальних спектрів не подано). Відповідне значення $N = 0,14$ виявилось помітно вищим, ніж у реакції ${}^3\text{He}({}^3\text{He}, dd)pp$, що можна трактувати як непряме свідчення на користь можливих ефектів ВКС np у цих кінематичних умовах.

Додаткові аргументи на користь того або іншого механізму може дати порівняння перерізів реакцій ${}^2\text{H}(d,pp)nn$ і ${}^2\text{H}(d,pn)pn$. Очевидно, що в процесах (2) вихід подій збігу pp і pn повинен бути цілком однаковим, у той час як перерізи КВР pn можуть бути вище перерізів КВР pp внаслідок різної спінової статистики подібно до аналогічних процесів у реакціях $p + d$ [14]. Таке порівняння робиться в роботі [15]. При енергії пучка дейтронів 108 MeV було виміряно спектри збігу pn під кутами θ_p/θ_n , рівними 35/39,5, 39/49, 42/46, 50/46, $\varphi_p - \varphi_n = 180$ град. Мала статистика дозволяла аналізувати тільки проекції спектрів на одну з осей. Спектри pn і pp збігу отримано під різними кутами, що унеможливило їх пряме порівняння, але в цілому вихід перших був дещо вищим (на думку авторів, у 1,5 рази), що можна вважати непрямим аргументом на користь КВР.

Поки що відома тільки одна спроба вимірювання перерізу КВР протонів у кінематично повному експерименті [16]. При енергії пучка дейтронів 46,7 MeV отримано спектри подвійного збігу pp і потрійного збігу ppn , що дало змогу ідентифікувати механізм КВР протонів у реакції ${}^2\text{H}(d,pp)nn$. Експериментальний спектр подвійного збігу pp вдалося досить точно моделювати некогерентною сумою внесків квазівільного розсіювання протонів і взаємодії нейтрон - протон у кінцевому стані (рис. 1 [17]). У наступних розділах викладено результати подальшого аналізу експериментальних даних [16]. Диференціальні перерізи $d^4\sigma(E_1, E_2)/d\Omega_1 d\Omega_2 dE_1 dE_2$ подвійного спіну-фліпу інтегровано по відносних енергіях у парах нейтрон - протон, а отримане значення $d\sigma/d\Omega$ порівнюється з перерізом, розрахованим у рамках супермультиплетної потенціальної теорії розсіювання кластерів [6].

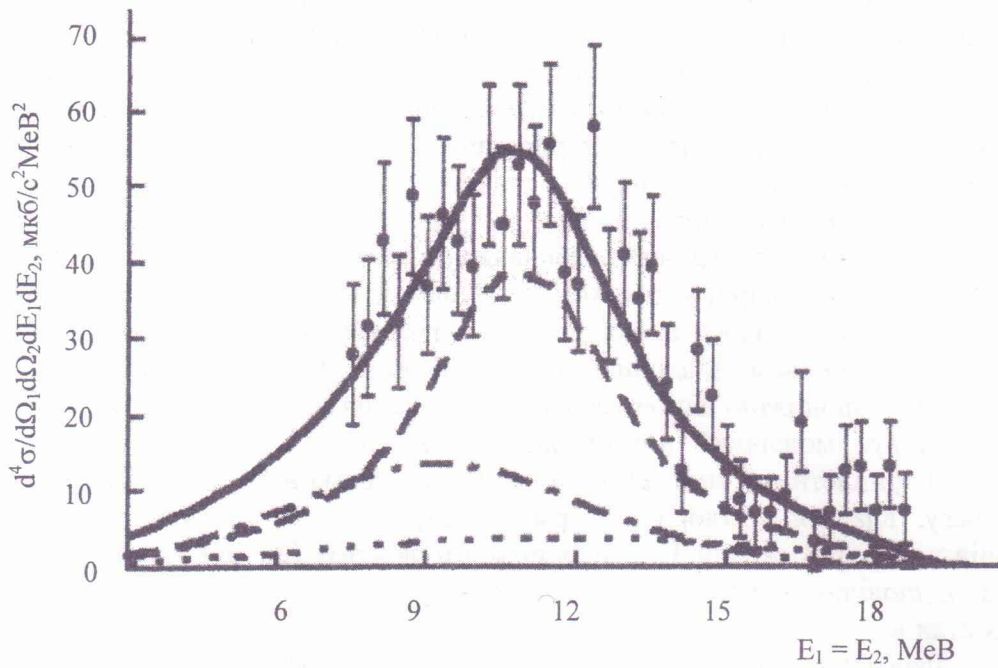


Рис. 1. Диференціальні перерізи реакції ${}^2\text{H}(d, pp)nn$ на діагоналі $E_1 = E_2$. Штрих-пунктирна, пунктирна й точкова криві відповідають внескам КВР pp та ВКС nn в синглетному й триплетному станах відповідно. Суцільна крива відповідає сумі цих процесів.

2. Формалізм супермультиплетної потенціальної моделі

Узагальнена (супермультиплетна) потенціальна модель взаємодії кластерів (СПМ) враховує перестановочну симетрію системи, що символізується схемою Юнга [f] [6]. У зазначеній моделі пружне розсіювання $d + d$ у каналах з повним спіном $S = 1$ і $S = 2$ відповідає звичайній потенціальній задачі розсіювання, оскільки в кожному з цих випадків можлива лише одна схема Юнга ([f] = [31] для $S = 1$ і [f] = [22] для $S = 2$). У той же час у каналах із значенням $S = 0$ інтерферують амплітуди з двома різними сигнатурами [f] = [4] і [f] = [22]. З цієї причини зазначені канали пружного розсіювання $d + d$ є непотенціальними, неунітарними. У даному випадку виникає великий стік імовірності в канали $d^* + d^*$ і $(nn) + (pp)$ із подвійним перевертанням спин-ізоспіну. Тут і далі мова йде про ситуації, в яких $E_{\text{с.ц.м.}} \gg \Delta E = 2,2245 \text{ MeV}$, де ΔE - енергія збудження дейтрона в синглетний стан.

Отже, в СПМ, враховуючи симетрію групи перестановок $SU(4)$, парціальну амплітуду розсіювання кластерів $A + B$ можна записати у вигляді [6]

$$T_{L,S} = \sum_{\sigma, t, \tau, [f]} (t_{A\tau_A}, t_{B\tau_B} | t\tau) (S_A \sigma_A, S_B \sigma_B | S\sigma) \times \\ \times \langle [\tilde{f}_A] S_A t_A, [\tilde{f}_B] S_B t_B | [\tilde{f}] S t \rangle T_L^{[f]} \langle [\tilde{f}] S t | [\tilde{f}_A] S'_A t'_A, [\tilde{f}] S'_B t'_B \rangle \times \\ \times (S\sigma | S'_A \sigma'_A, S'_B \sigma'_B) (t\tau | t'_A \tau'_A, t'_B \tau'_B),$$

де $S, t, [\tilde{f}]$ - спин, ізоспін і спин-ізоспінова схема Юнга системи $A + B$; σ, τ - проєкції спіну та ізоспіну відповідно; $\langle [\tilde{f}_A] S_A t_A, [\tilde{f}_B] S_B t_B | [\tilde{f}] S t \rangle$ - ізоскалярні множники коефіцієнтів Клебша - Гордана групи $SU(4)$ (спин-ізоспінові генеалогічні коефіцієнти) [4], $T_L^{[f]}$ - парціаль-

ні амплітуди, інваріантні відносно перетворень групи $SU(4)$ і $[f]$ - орбітальна схема Юнга системи $A + B$. Амплітуда $T_{L,S}$ в супермультіплетній потенціальній моделі залежить від S опосередковано, через залежність від вигляду (сигнатури) $[f]$, яка в даному випадку є найбільше істотною.

Парціальні амплітуди T_L визначають амплітуду розсіювання $f(\theta)$

$$f(\theta) = -\frac{i}{2p_0} \sum_L (2L+1) T_L P_L(\cos \theta),$$

де p_0 - відносний імпульс частинок A і B ; L - орбітальний момент.

Переріз розсіювання неполяризованих частинок (як пружного, так і з "м'якою" перебудовою спіну-ізоспінів A і B без зміни їхніх схем Юнга), усереднений по початкових орієнтаціях спінів σ_A, σ_B і просумований по кінцевих σ'_A, σ'_B , має вигляд

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \frac{1}{(2S_A + 1)(2S_B + 1)} \sum_{\sigma_A, \sigma_B, \sigma'_A, \sigma'_B} |f(\theta)|^2$$

Для $d + d$ системи

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \frac{1}{4p_0^2} \frac{(2S'_A + 1)(2S'_B + 1)}{(2S_A + 1)(2S_B + 1)} (t'_A \tau'_A, t'_B \tau'_B | t\tau)^2 \times$$

$$\times \left| \sum_L (2L + 1) P_L(\cos \theta) \{ \langle [\tilde{f}_A] S_A t_A, [\tilde{f}_B] S_B t_B | [\tilde{f}_1] S t \rangle \times \right.$$

$$\times \langle [\tilde{f}_A] S'_A t'_A, [\tilde{f}_B] S'_B t'_B | [\tilde{f}_1] S t \rangle T_L^{[f_1]} + \langle [\tilde{f}_A] S_A t_A, [\tilde{f}_B] S_B t_B | [\tilde{f}_2] S t \rangle \times$$

$$\left. \times \langle [\tilde{f}_A] S'_A t'_A, [\tilde{f}_B] S'_B t'_B | [\tilde{f}_2] S t \rangle T_L^{[f_2]} \right\}^2.$$

Тут $S_A = 1, S'_A = 0, t_A = 0, t'_A = 1, [\tilde{f}_A] = [\tilde{f}'_A] = [\tilde{2}], S_B = 1, S'_B = 0, t_B = 0, t'_B = 1, [\tilde{f}_B] = [\tilde{f}'_B] = [\tilde{2}], t = 0, \tau = 0, S = 0, \tau'_A = \tau'_B = 0$, якщо відбувається спіну-ізоспінова переорієнтація дейтрона, і $\tau'_A = 1, \tau'_B = -1$ у випадку перезарядки.

Після підстановки конкретних значень квантових чисел, спіну-ізоспінових коефіцієнтів Клебша - Гордана та генеалогічних коефіцієнтів, одержуємо такий вираз для перерізу розсіювання з переорієнтацією спіну-ізоспіну дейтронів:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \frac{1}{432p_0^2} \left| \sum_L (2L + 1) P_L(\cos \theta) [T_L^{[4]} - T_L^{[22]}] \right|^2.$$

У випадку перезарядки $d + d \rightarrow nn + pp$ вираз для перерізу такий же, оскільки різні значення проєкції ізоспіну τ'_B для дейтрона й пар pp і nn приводять до однакових (за абсолютною величиною) коефіцієнтів Клебша - Гордана ($t'_A \tau'_A, t'_B \tau'_B | t\tau$).

Для пружного $d + d$ розсіювання відповідно отримуємо

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \frac{1}{4p_0^2} \left\{ \left| \sum_L (2L+1) P_L(\cos\theta) \left[\frac{1}{2} T_L^{[4]} + \frac{1}{2} T_L^{[22]} \right] \right|^2 + \right. \\ \left. + \left| \sum_L (2L+1) P_L(\cos\theta) T_L^{[31]} \right|^2 + \left| \sum_L (2L+1) P_L(\cos\theta) T_L^{[22]} \right|^2 \right\}.$$

Різні доданки відповідають значенням повного спіну системи $S = 0, 1$ і 2 відповідно.

3. Інтегрування диференціальних перерізів подвійного спин-фліпу

Для порівняння експериментальних даних з прогнозами супермультиплетної потенціальної моделі слід отримати експериментальний диференціальний переріз $d\sigma/d\Omega$ реакції подвійного спин-фліпу ${}^2H(d, d^*)d^*$ у системі центра мас, тобто інтегрувати експериментальні перерізи по відносних енергіях у підсистемах нейтрон - протон. Це зручно зробити, записавши закони збереження в системі центра мас у такий спосіб:

$$E_{13} + e_{13} + E_{24} + e_{24} = E_{0C} + Q,$$

$$\vec{p}_{13} + \vec{p}_{24} = 0,$$

де E_{0C} - кінетична енергія частинок вхідного каналу в системі центра мас; $E_{13}, E_{24}, \vec{p}_{13} = \vec{p}_1 + \vec{p}_3, \vec{p}_{24} = \vec{p}_2 + \vec{p}_4$ - енергії та імпульси центрів мас частинок 1 - 3 і 2 - 4 (підсистем нейтрон - протон) відповідно; e_{13}, e_{24} - відносні енергії нуклонів у цих підсистемах.

Вираз для диференціального перерізу (6) у системі центра мас набуває форми [18]

$$d\sigma = [(2\pi)^4/v_0] d^3 p_{13} d^3 p_{24} d^3 q_{13} d^3 q_{24} |F|^2 \delta(E_{0C} + Q - E_{13} - e_{13} - E_{24} - e_{24}) \delta(-\vec{p}_{13} - \vec{p}_{24}), \quad (5)$$

де

$$\vec{q}_{13} = (\vec{p}_1 - \vec{p}_3)/2, \quad \vec{q}_{24} = (\vec{p}_2 - \vec{p}_4)/2, \quad q_{13} = \sqrt{me_{13}}, \quad q_{24} = \sqrt{me_{24}},$$

$$|F|^2 = c_2 |F_{1S}(q_{13})|^2 |F_{2S}(q_{24})|^2,$$

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

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

індексами 1 і 2 позначено пари нейтрон - протон, що випромінюються відповідно ліворуч і праворуч від пучка, q - імпульс відносного руху нуклонів у цих підсистемах, довжина nr розсіювання a і ефективний радіус r відповідно мають значення $-23,748$ і $2,75$ Фм, а множник c_2 визначено в наближенні експериментального двовимірного спектра збігу протонів модельним розподілом [17].

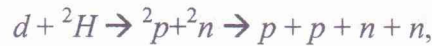
Інтегруючи переріз (5) по всіх змінних, крім кутів емісії одного з синглетних дейтронів, наприклад, $d\Omega_{13}$, для диференціального перерізу реакції ${}^2H(d, d^*)d^*$ у системі центра мас отримаємо

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{(2\pi)^6}{v} \sqrt{2m^9} \int_0^{e_{\max 13}} de_{13} \int_0^{e_{\max 24}} \sqrt{e_{13}e_{24}(E_{0C} + Q - e_{13} - e_{24})} |F(q_{13}, q_{24})|^2 de_{24}, \quad (6)$$

де $e_{max13} = \min(E_{0C} + Q; e_m)$, $e_{max24} = \min(E_{0C} + Q - e_{13}; e_m)$, а e_m - граничне значення відносних енергій між нейтроном і протоном, по яких робиться інтегрування у формулі (6).

При $e_m = E_{0C} + Q$ отримане значення диференціального перерізу реакції ${}^2H(d, d^*)d^*$ у системі центра мас $d\sigma/d\Omega(90^\circ) = (1,1 \pm 0,1)$ мб/ср. Тут подано статистичну похибку, визначену в наближенні диференціальних перерізів виразами (7) і (8). До неї слід додати похибку визначення абсолютної шкали перерізів (у межах 25 % [16]).

Розглянута методика інтегрування перерізів дає змогу також виконати порівняння перерізів СПМ і експериментальних даних реакції ${}^2H(d, pp)nn$ [1] при енергії в системі центра мас $E_{CM} = 11,6$ МеВ. Оскільки в даній геометрії реалізується тільки один квазібінарний механізм - утворення дипротона й динейтрона за схемою



квадрат модуля матричного елемента

$$|F|^2 = |F(q_{12}, q_{34})|^2 = c |F_{pp}(q_{12})|^2 |F_{nn}(q_{34})|^2.$$

У наближенні Ватсона - Мігдала амплітуди утворення дипротона й динейтрона залежать тільки від відносних імпульсів нейтрон - нейтрон і протон - протон, і мають вигляд [19]

$$F_{nn}(q) = \frac{r_{nn}(q^2 + \alpha^2)}{2(-1/a_{nn} + r_{nn}q^2/2 - iq)},$$

$$\alpha = \frac{1}{r_{nn}} \left(1 + \sqrt{1 - 2 \frac{r_{nn}}{a_{nn}}} \right),$$

$$|F_{pp}(q)|^2 \sim \frac{C^2(\eta)}{[qC^2(\eta)]^2 + [-1/a_{pp} + r_{pp}q^2/2 - h(\eta)/R]^2},$$

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

$$\eta = \frac{1}{2qR},$$

$$R = \frac{\hbar^2}{me^2} = 28,8 \text{ ФМ.}$$

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

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

де $\gamma = 0,5772$ - константа Ейлера, $a_{nn} = (-18,7 \pm 0,6)$ ФМ, $r_{nn} = (2,84 \pm 0,03)$ ФМ, $a_{pp} = (-7,823 \pm 0,010)$ ФМ, $r_{pp} = (2,794 \pm 0,015)$ ФМ [20, 21].

Диференціальний переріз реакції $d + {}^2H \rightarrow {}^2p+{}^2n$ у с.ц.м. одержуємо з (5) перестановкою індексів 2 і 3:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{12}} = \frac{(2\pi)^6}{v} \sqrt{2m^9} \int_0^{e_{\max 12}} de_{12} \int_0^{e_{\max 34}} \sqrt{e_{12}e_{34}(E_c + Q - e_{12} - e_{34})} |F(q_{12}, q_{34})|^2 de_{34}.$$

У такий спосіб при $e_m = E_{0c} + Q$ отримано такі значення перерізів реакції ${}^2H(d, {}^2p){}^2n$: $d\sigma/d\Omega$ ($\vartheta_{\text{с.ц.м.}} = 62,5^\circ$) = (0,569 ± 0,03) мб/ср і $d\sigma/d\Omega$ ($\vartheta_{\text{с.ц.м.}} = 79,6^\circ$) = (1,006 ± 0,05) мб/ср.

4. Порівняння експериментальних та теоретичних перерізів

На рис. 2 показано диференціальні перерізи пружного розсіювання при енергії в системі центра мас $E_{\text{с.ц.м.}} = 50$ MeV [22]. Характерно, що під малими кутами сумарний переріз (з урахуванням усіх можливих значень S) визначається, в основному, компонентами з $S = 0$ і 1, а на середніх - компонентою з $S = 2$. Частина перерізу, пов'язана з $S = 0$, досить велика і не відрізняється від розрахункового повного перерізу пружного розсіювання (куди дають внесок усі компоненти з $S = 0, 1$ і 2) більш ніж на порядок.

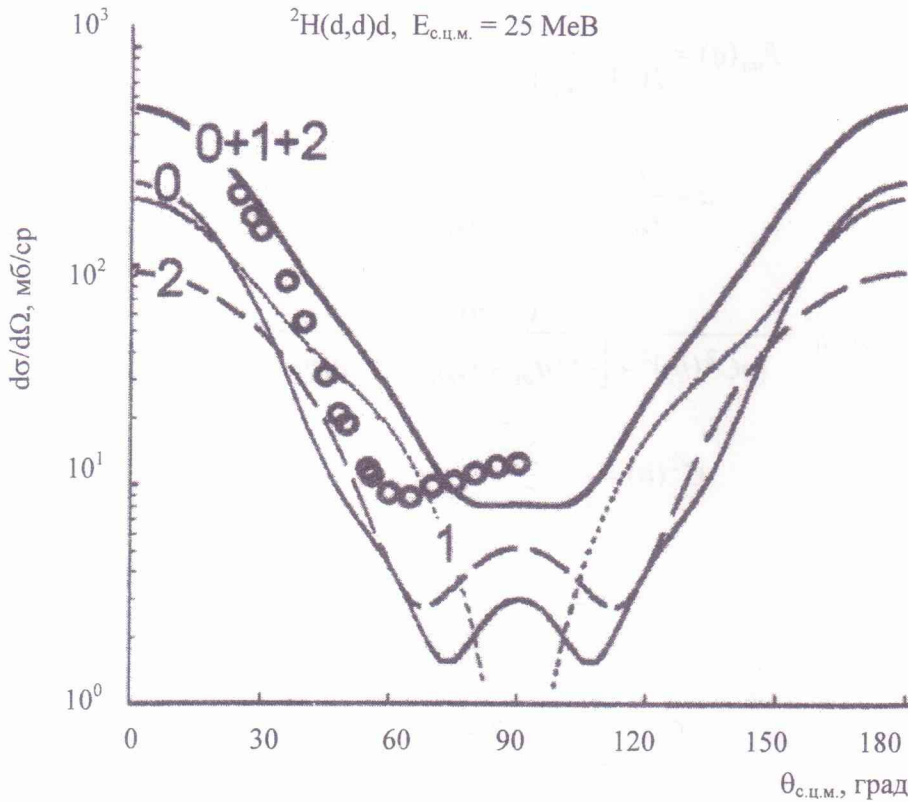


Рис. 2. Експериментальні й розраховані в наближенні СПМ кутові розподіли пружного dd розсіювання. Цифрами 0, 1 і 2 позначено перерізи для відповідних значень повного спіну системи, кривою 0 + 1 + 2 - суму цих трьох внесків.

Диференціальні перерізи реакції $d + d \rightarrow d^* + d^*$ з утворенням двох синглетних дейтронів зображено на рис. 3, а. До експериментальної точки, отриманої вище ($\theta_{\text{с.ц.м.}} = 90^\circ$, $d\sigma/d\Omega = 1,1$ мб/ср), додано нормовану точку з робіт [10, 23] при $\theta_{\text{с.ц.м.}} = 83^\circ$. На рис. 3, б показано дані при $E_{\text{с.ц.м.}} = 11,6$ MeV. Слід зазначити, що в згаданих вище похибках експериментальних перерізів не враховано похибки, пов'язані з використанням феноменологічних моделей. Зокрема, при моделюванні двовимірних спектрів не було враховано кутові розподіли продуктів реакції. З іншого боку, СПМ точно не враховує асимптотику хвильових

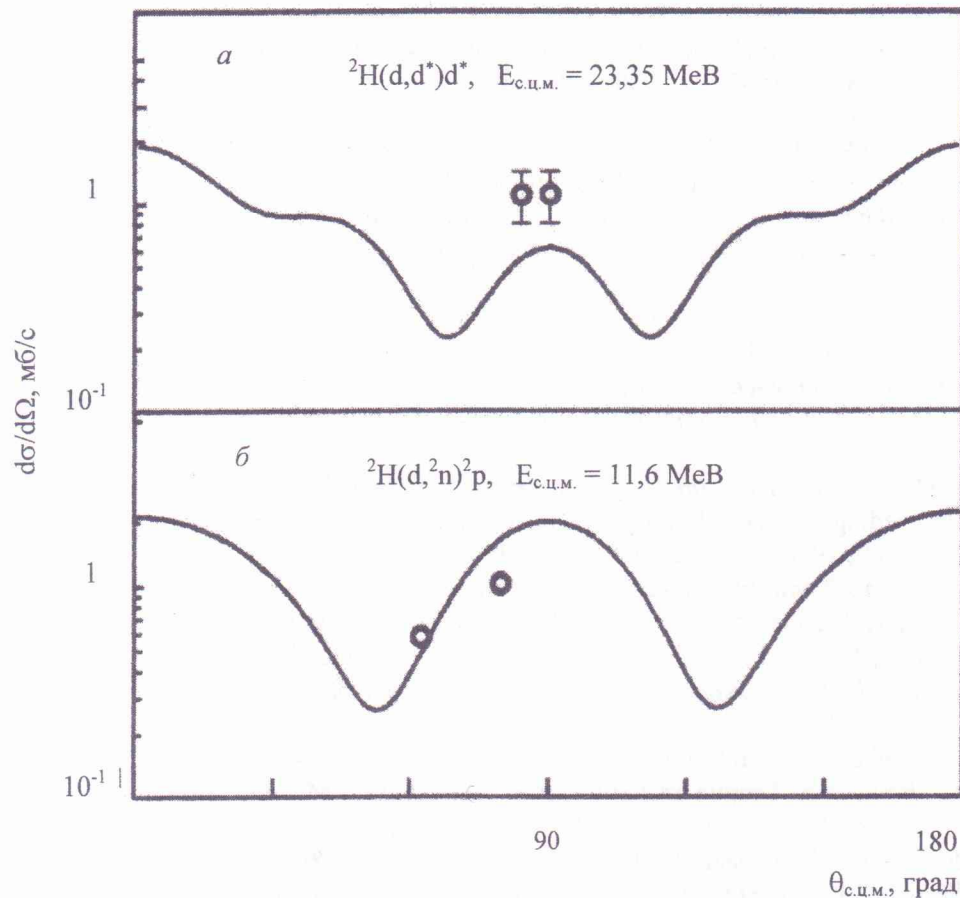


Рис. 3. Порівняння експериментальних і розрахованих по СПМ (суцільні криві) диференціальних перерізів реакції ${}^2\text{H}(d, d^*)d^*$ при енергії $E_{c.m.} = 23,35 \text{ MeV}$ (а) і реакції ${}^2\text{H}(d, {}^2n){}^2p$ при $E_{c.m.} = 11,6 \text{ MeV}$ (б).

функцій кінцевого чотиричастинкового стану, а конфігурації, що відповідають високим значенням відносних імпульсів між нуклонами, не задовольняють критерії застосування теоретичної моделі. Проте теорія не тільки розкриває механізми реакцій з утворенням синглетних динуклонів, але також дає можливість розрахувати абсолютні перерізи реакцій набагато краще, ніж традиційно використовувані феноменологічні моделі (варіанти імпульсного або борнівського наближень). У майбутніх дослідженнях важливо дослідити кутову залежність обговорюваних перерізів для більш повного розуміння меж придатності супермультиплетної потенціальної моделі. Вона може бути корисною й у дослідженні біляпорогових трикластерних систем [24].

5. Висновки

Двовимірні спектри збігу протонів з чотиричастинкової реакції $d + d \rightarrow p + p + n + n$ вдається досить точно моделювати, враховуючи прості квазібінарні процеси: квазівільне розсіювання протонів та взаємодію в кінцевому стані нуклонів. Така модель дає можливість прямо порівнювати експериментальні перерізи з теоретичними. Експериментальні диференціальні перерізи подвійного спін-фліпу дейтронів ${}^2\text{H}(d, d^*)d^*$ та перезарядки ${}^2\text{H}(d, {}^2n){}^2p$ вдалося інтегрувати по відносних енергіях відповідних нуклонів, а отримані значення $d\sigma/d\Omega$ порівняти з прогнозами супермультиплетної потенціальної теорії розсіювання кластерів. Зважаючи на обмежений обсяг експериментальних даних, такий попередній тест теорії можна вважати цілком успішним.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Warner R.E., Di Cenzo S.B., Ball G.G. et al. // Nucl. Phys. A. - 1975. - Vol. 243. - P. 180.
2. Watson K.M. // Phys. Rev. - 1952. - Vol. 88. - P. 1163.
3. Мигдал А.Б. // ЖЭТФ. - 1955. - Т. 28. - С. 3.
4. Стружко Б.Г. // УФЖ. - 2000. - Т. 45, № 10. - С. 1154; // Изв. РАН. - 2000. - Т. 64, № 3. - С. 466.
5. Zhang Ying-Ji, Yang Jin-qing, Zhang Jie, He Jian-hua // Phys. Rev. C. - 1992. - Vol. 45, No. 2. - P. 528.
6. Neudachin V.G., Sakharuk A. A., and Smirnov Yu. F. // Fiz. Elem. Chastits At. Yadra. - 1992. - Vol. 23. - P. 479; Neudachin V.G., Kukuljin V.I., Pomerantsev V.N., Sakharuk A. A. // Phys. Rev. C. - 1992. - Vol. 45. - P. 1512.
7. Leeman B.Th., Pugh M.G., Chant N.S., Chang C.C. // Phys. Rev. C. - 1978. - Vol. 17. - P. 410.
8. Warner R.E. // Phys. Rev. C. - 1981. - Vol. 24. - P. 2759.
9. Конфедератенко В.І., Стружко Б.Г., Гурач Г. та ін. // УФЖ. - 1997. - Т. 42, № 3. - С. 274.
10. Головач Л.А., Зеркин В.В., Стружко Б.Г. и др. // Изв. АН СССР. Сер. физ. - 1987. - Т.51, № 1. - С. 166.
11. Zhang Ying-Ji, He Jian-hua, Yang Jin-qing, and Zhang Jie // Phys. Rev. C. - 1993. - Vol. 47. - P. 468.
12. Kumpf H. // Proceedings of the VII International Conference on Few Body Problems in Nuclear and Particle Physics, Dehli, 1976. - Amsterdam, 1976. - P. 225.
13. Allas R.G., Beach L.A., Bondelid R.O. et al. // Nucl. Phys. A. - 1978. - Vol. 304, No. 2. - P.461.
14. Durand D.L., Arvieux J., Fiore A. et al. // Phys. Rev. C. - 1972. - Vol. 6. - P. 393.
15. Koori N., Ohsawa T., Seki S. et al. // Phys. Rev. C. - 1985. - Vol. 31. - P. 246.
16. Конфедератенко В.І., Поворозник О.М., Стружко Б.Г. та ін. // УФЖ. - 1997. - Т. 42, № 10. - С. 1175.
17. Struzhko B. // Journal of Physical Studies. - 1999. - Vol. 3, No. 4. - P. 431.
18. Гольдбергер С., Ватсон К. Теория столкновений: Пер. с англ. - М: Мир, 1967. - 823 с.
19. Kluge Wolfgang // Fortschritte der Physik. - 1974. - Vol. 22. - P. 691.
20. Machleidt R. // Advances in nuclear physics. - 1989. - Vol. 19. - P. 189.
21. Tornow W., Carman T.S., Chen Q., et al. // Nucl. Phys. A - 1998. - Vol. 631. - P. 421с.
22. Alderliesten C., Djaloeis A., Bojowald J. et al. // Phys.Rev. C. - 1978. - Vol.18. - P. 2001.
23. Стружко Б. Г. // УФЖ - 1999. - Т. 43, № 3. - С. 305 - 307.
24. Лебедев В.М., Неудачин В.Г., Сахарук А.А. // ЯФ. - 2000. - Т. 63. - С. 248.

ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ СЕЧЕНИЯ ДВОЙНОГО СПИН-ФЛИПА В РЕАКЦИИ $d + d$ И СУПЕРМУЛЬТИПЛЕТНАЯ ПОТЕНЦИАЛЬНАЯ МОДЕЛЬ РАССЕЙЯНИЯ КЛАСТЕРОВ

В. М. Лебедев, В. Г. Неудачин, Б. Г. Стружко

Экспериментальные двумерные спектры совпадений протонов из четырехчастичной реакции $d + d \rightarrow p + p + n + n$ моделированы с учетом доминирующих квазибинарных процессов: квазисвободного рассеяния протонов и взаимодействия нуклонов в конечном состоянии. Определены дифференциальные сечения $d\sigma(\vartheta, E)/d\Omega$ реакций перезарядки ${}^2H(d, {}^2n){}^2p$ ($0,57 \pm 0,03$ мб/ср при $\theta_{\text{см}} = 62,5^\circ$, $1,01 \pm 0,05$ мб/ср при $\theta_{\text{см}} = 79,6^\circ$, $E_{\text{с.ц.м.}} = 11,6$ МэВ) и спин-изоспин флипа обоих дейтронов ${}^2H(d, d^*)d^*$ ($1,1 \pm 0,3$ мб/ср при $\theta_{\text{см}} = 90^\circ$, $E_{\text{с.ц.м.}} = 23,4$ МэВ). Полученные экспериментальные значения $d\sigma/d\Omega$ сравниваются с сечениями, вычисленными в обобщенной потенциальной модели, которая в приближении супермультиплетной симметрии $SU(4)$ сводит задачу о взаимодействии кластеров A и B к одноканальной задаче рассеяния с потенциалами $V^{[f]}$, где $[f]$ - разрешенные схемы Юнга системы $A + B$. Это важно для каналов с минимальным полным спином S , где неунитарная амплитуда упругого рассеяния T_{LS} определяется суммой двух амплитуд $T_L^{[f]}$, инвариантных относительно преобразований группы $SU(4)$, а неупругая амплитуда со спин-изоспин флипом или перезарядкой дейтрона - их разностью. Теоретические сечения рассмотренных выше неупругих процессов получены равными 0,48, 1,61 и 0,61 мб/ср соответственно.

DIFFERENTIAL CROSS-SECTIONS OF A DOUBLE SPIN-FLIP IN $d+d$ REACTIONS AND SUPERMULTIPLY POTENTIAL MODEL OF THE INTERACTION OF CLUSTERS

V. M. Lebedev, V. G. Neudatchin, B. G. Struzhko

The experimental two-dimensional proton-proton coincidence spectra of the four-particle reaction $d + d \rightarrow p + p + n + n$ are simulated with regard to dominant quasi-binary processes, viz. a quasi-free scattering of protons and final-state interaction of nucleons. Differential cross-sections $d\sigma(\vartheta, E)/d\Omega$ of a deuteron charge exchange ${}^2H(d, {}^2n){}^2p$ reaction ($0,57 \pm 0,03$ mb/sr at $\theta_{cm} = 62,5^\circ$, $1,01 \pm 0,05$ mb /sr at $\theta_{cm} = 79,6^\circ$, $E_{cm} = 11,6$ MeV) and spin-isospin flip ${}^2H(d, d^*)d^*$ one ($1,1 \pm 0,3$ mb /sr at $\theta_{cm} = 90^\circ$, $E_{cm} = 23,4$ MeV) are defined. They are compared to the cross-sections calculated in the approach of generalized (supermultiplet) potential model where the problem of the interaction of clusters A and B can be reduced to a set of one-channel scattering problems with potentials $V^{[f]}$, where $[f]$ are the allowed Young schemes for the system A + B. This is important for channels with minimum total spin S, in which the nonunitary elastic scattering amplitude T_{LS} is the half-sum of two different amplitudes $T_L^{[f]}$, which are invariant to $SU(4)$ transformations. Inelastic amplitudes of the deuteron spin-isospin flip or charge exchange reactions are the half-difference of $T_L^{[f]}$ ones. The theoretical cross-sections of inelastic processes are obtained equal 0,48, 1,61 i 0,61 mb /sr respectively.

Надійшла до редакції 04.03.02,
після доопрацювання – 24.09.02.