ЖУРНАЛ ФІЗИЧНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ
т. 10, № 1 (2006) с. 29–34

JOURNAL OF PHYSICAL STUDIES
v. 10, No. 1 (2006) p. 29–34

РОЗЩЕПЛЕННЯ ДЕЙТРОНІВ З ЕНЕРҐІЯМИ 23 ТА 26 МеВ ЯДРАМИ ^{64}Cu, ^{197}Au

В. К. Тартаковський[1,2], В. І. Ковальчук[1]
[1] *Київський національний університет імені Тараса Шевченка, фізичний факультет, просп. акад. Глушкова, 2/1, Київ, 03022*
[2] *Інститут ядерних досліджень НАН України, просп. Науки, 47, Київ, 03028*

(Отримано 13 липня 2005 р.; в остаточному вигляді — 15 травня 2006 р.)

У дифракційному наближенні описано експерименти на збіжність процесів розщеплення ^{64}Cu(d,pn) та ^{197}Au(d,pn) з урахуванням кулонової взаємодії для енерґій падаючих дейтронів 23 і 26 МеВ.

Ключові слова: розщеплення дейтрона, дифракційне наближення, кулонова взаємодія.

PACS number(s): 24.10.Ht, 25.45.De

I. ВСТУП

Одним із важливіших джерел інформації про ядерну структуру та механізми реакцій є спектри на збіг продуктів розвалу слабкозв'язаних ядер (дейтрон, ^{3}He та ін.). Аналіз цих експериментальних даних можна ефективно виконувати в дифракційному наближенні, якщо енерґії падаючих частинок не менші за 10–15 МеВ на нуклон у системі центра мас [1,2]. У праці [2] процес дифракційного розвалу падаючого дейтрона пояснювався як ядерною, так і кулоновою взаємодією (ЯВ і КВ) з ядрами-мішенями, причому амплітуда реакції логарифмічно розбігалася за рахунок її складової, яка описувала двократне розсіяння дейтронних кластерів. Відтак показано [3], що така розбіжність зумовлена не тільки КВ, але й припущенням у [2] про перпендикулярність вектора переданого імпульсу $\mathbf{q}$ до вектора падаючої частинки $\mathbf{k}$. У цій статті ми застосовуємо запропонований у [3] метод усунення кулонових розбіжностей для опису кінематично повного (ексклюзивного) експерименту з розщеплення дейтронів ядрами ^{64}Cu і ^{197}Au [4]. Дотепер ці дані були описані досить приблизно, що, на нашу думку, пояснюється значними теоретичними труднощами при точному врахуванні як ЯВ, так і КВ для мішеней з великими зарядовими числами. До того ж, наприклад, у ранніх працях з розвалу дейтрона [5, 6] ЯВ взагалі не враховували.

Слід зазначити, що в кореляційному експерименті [4], крім природних експериментальних похибок, притаманних вимірюванням перерізів на збіжність, були наявні також інші невизначеності. Зокрема реєстрування нейтронів і протонів з однаковим кутом вильоту приводило до появи додаткового максимуму при $\theta_{n,p} > 0°$. Цей пік автори роботи [4] вважали помилковим "інструментальним"), до того ж, поява експериментального максимуму при $\theta_n = \theta_p$ пояснювалася ще й можливим впливом на лічильники пружного розсіяння дейтронів. Крім того, виникала експериментальна невизначеність у положенні головного максимуму для кожного з кутових розподілів нейтронів в околі $\theta_n = 0°$, тому, порівнюючи результати наших розрахунків з даними [4], треба було відповідно зміщувати обчислені криві. (Аналогічна проблема виникала також і в [7]). Теоретично інтерпретуючи експеримент [4], усе це ми брали до уваги. Зауважимо також, що енерґії дейтронів у [4] такі, що аналіз даних [4] виконується фактично на межі застосовности дифракційного наближення і тому не можна очікувати гарного узгодження з експериментами. Однак результати як нашої роботи, так і інших авторів [8] свідчать про те, що сфера використання дифракційного підходу, очевидно, дещо ширша.

II. ФОРМАЛІЗМ

У наших розрахунках ми користувалися системою центра мас та системою одиниць, у якій $\hbar = c = 1$. Запишемо амплітуду дифракційного розщеплення довільного двокластерного ядра у вигляді [1–3]

$$F^Z_{\mathbf{u}}(\mathbf{q}) = \frac{k}{k_1} f^Z_1(\mathbf{q})\,\Phi_{\mathbf{u}}(-\beta_2\mathbf{q}) + \frac{k}{k_2} f^Z_2(\mathbf{q})\,\Phi_{\mathbf{u}}(\beta_1\mathbf{q})$$
$$+\frac{ik}{2\pi k_1 k_2}\int d^{(2)}\mathbf{g}\,\Phi_{\mathbf{u}}(\mathbf{g}) f^Z_1(\beta_1\mathbf{q}-\mathbf{g}) f^Z_2(\beta_2\mathbf{q}+\mathbf{g})\,, \quad (1)$$

де $\mathbf{u} = \mu(\mathbf{k}_1/m_1 - \mathbf{k}_2/m_2)$ — відносний імпульс продуктів розвалу (кластерів з відповідними імпульсами $\mathbf{k}_1$, $\mathbf{k}_2$ та масами m_1, m_2), $\mu = m_1 m_2/(m_1+m_2)$ - їх зведена маса, $\beta_{1,2} = m_{1,2}/(m_1+m_2)$, $\mathbf{q} = \mathbf{k} - \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2$ є переданим імпульсом. Величина $f^Z_j(\mathbf{q})$ у (1) є амплітудою розсіяння j-го кластера ядром-мішенню

$$f^Z_j(\mathbf{q}) = \frac{ik_j}{2\pi}\int d^{(2)}\rho_j\, e^{i\mathbf{q}\rho_j}\,\omega^Z_j(\rho_j)\,, \quad j = 1, 2\,, \quad (2)$$

а $\Phi_{\mathbf{u}}(\mathbf{g})$ — непружний формфактор, який визначається через хвильові функції $\varphi_0(\mathbf{r})$ зв'язаного стану кластерів та $\varphi_{\mathbf{u}}(\mathbf{r})$ — незв'язаних, але взаємодіючих кластерів так:

$$\Phi_{\mathbf{u}}(\mathbf{g}) = \int d\mathbf{r}\, e^{i\mathbf{gr}} \varphi^*_{\mathbf{u}}(\mathbf{r}) \varphi_0(\mathbf{r}), \quad \Phi_{\mathbf{u}}(0) = 0. \tag{3}$$

Двовимірне інтеґрування у формулах (1), (2) виконуємо в площині, перпендикулярній до імпульсу $\mathbf{k}$ частинки, яка розсіюється.

Функції профілю $\omega_j^Z(\rho_j)$ у (2), що враховують КВ, запишемо у вигляді [9–11]

$$\omega_j^Z(\rho_j) = \delta(1 - i\gamma) \times \left\{ 1 + \left[\left(1 + e^{\frac{\rho_j - R_j}{\Delta}} \right)^{-1} - 1 \right] e^{2i\eta_j(\rho_j)} \right\}, \tag{4}$$

де $\delta \leq 1$ — параметр напівпрозорости ядра-мішені (зокрема для чорного ядра $\delta = 1$), γ — параметр заломлення кластерних хвиль у ядерній речовині($|\gamma| \leq 1$), $R_j = r_0(A_j^{1/3} + A^{1/3})$ - радіус взаємодії j-го кластера, що складається з A_j нуклонів, із ядром-мішенню, яке характеризується масовим числом A ($r_0 = 1.2 \div 1.4$ фм) та параметром дифузности його поверхні Δ. Величина $\eta_j(\rho_j)$ у (4) є кулоновою фазою розсіяння j-го кластера [1].

Обчислюючи формфактор (3), ми використовували повну систему ортогональних хвильових функцій [12, 13]: зв'язаного стану (функція Гюльтена)

$$\varphi_0(r) = N \frac{e^{-\alpha r} - e^{-\beta r}}{r}, \quad N = \sqrt{\frac{\alpha\beta(\alpha+\beta)}{2\pi(\beta-\alpha)^2}},$$
$$\beta \cong 7\alpha, \qquad \alpha = \sqrt{2\mu\varepsilon}, \tag{5}$$

де ε — енерґія зв'язку падаючого двокластерного ядра і неперервного спектра

$$\varphi_{\mathbf{u}}(\mathbf{r}) = e^{i\mathbf{ur}} + A(u) \frac{e^{-iur} - e^{-\beta r}}{r},$$
$$A(u) = -\left[\frac{\beta^2 - u^2}{2\beta} - \frac{(\beta^2 + u^2)^2}{2\beta(\alpha+\beta)^2} - iu \right]^{-1}. \tag{6}$$

Використавши значення інтеґрала

$$\int_0^\infty dr\, e^{\xi r} \frac{e^{-\alpha r} - e^{-\beta r}}{r} = \ln \frac{\beta - \xi}{\alpha - \xi}, \quad \mathrm{Re}\, \xi < \alpha, \beta,$$

непружний формфактор (3) із хвильовими функціями (5) і (6) можна знайти в явному вигляді

$$\Phi_{\mathbf{u}}(\mathbf{g}) = 4\pi N \left\{ \frac{1}{\alpha^2 + (\mathbf{g} - \mathbf{u})^2} - \frac{1}{\beta^2 + (\mathbf{g} - \mathbf{u})^2} + \frac{A^*(u)}{2ig} \ln \left[\frac{(\beta - ig)^2 + u^2}{\alpha^2 + (g+u)^2} \frac{(\alpha + ig)^2 + u^2}{\beta^2 + (g-u)^2} \frac{(\alpha + \beta - ig)^2}{4\beta^2 + g^2} \frac{(2\beta + ig)^2}{(\alpha+\beta)^2 + g^2} \right] \right\}. \tag{7}$$

Амплітуда (1) визначає диференціяльний переріз дифракційного розщеплення двокластерного ядра [1, 2]

$$d\sigma^Z = \left| F_{\mathbf{u}}^Z(\mathbf{q}) \right|^2 \frac{d^{(2)}\mathbf{q}}{k^2} \frac{d^{(3)}\mathbf{u}}{(2\pi)^3}.$$

Якщо спрямувати вісь координат OZ уздовж імпульсу падаючого ядра $\mathbf{k}$, то вираз для елементарного об'єму в п'ятивимірному імпульсному просторі $d^{(2)}\mathbf{q}\, d^{(3)}\mathbf{u}$ зручно перетворити на такий:

$$d^{(2)}\mathbf{q}\, d^{(3)}\mathbf{u} = \left| \frac{\partial(\mathbf{q}, \mathbf{u})}{\partial(\mathbf{k}_{1_\perp}, \mathbf{k}_{2_\perp})} \right| d^{(2)}\mathbf{k}_{1_\perp} d^{(2)}\mathbf{k}_{2_\perp} du_z. \tag{8}$$

Якобіян переходу у (8) за модулем дорівнює одиниці, а решта виразу праворуч для релятивістського випадку має вигляд

$$d^{(2)}\mathbf{k}_{1_\perp} d^{(2)}\mathbf{k}_{2_\perp} du_z = k_1^2 d\Omega_1\, k_2^2 d\Omega_2 \times \frac{\sqrt{(m_1 + m_2)^2 + k^2}}{k} dT_2,$$

де $\mathbf{k}_{1_\perp}$ і $\mathbf{k}_{2_\perp}$ перепендикулярні до $\mathbf{k}$ складові імпульсів вилітаючих кластерів $\mathbf{k}_1$ і $\mathbf{k}_2$, $d\Omega_1$ і $d\Omega_2$ — відповідні елементи телесних кутів, куди відбувається розсіяння, T_2 — кінетична енерґія 2-го кластера.

Отже, формулу для диференціяльного перерізу дифракційного розщеплення можна записати як

$$\frac{d^3\sigma^Z}{d\Omega_1\, d\Omega_2\, dT_2} = \frac{k_1^2\, k_2^2 \sqrt{(m_1 + m_2)^2 + k^2}}{(2\pi)^3\, k^3} \left| F_{\mathbf{u}}^Z(\mathbf{q}) \right|^2,$$

а для нерелятивістського випадку, який ми розглядаємо, переріз матиме вигляд [10]

$$\frac{d^3\sigma^Z}{d\Omega_1\, d\Omega_2\, dT_2} = \frac{m_1\, m_2\, T_1\, T_2}{2^{3/2}\,\pi^3\, k^2}\sqrt{\frac{m_1+m_2}{T}}\;\left|F^Z_{\mathbf{u}}(\mathbf{q})\right|^2$$

або

$$\frac{d^3\sigma^Z}{d\Omega_1\, d\Omega_2\, dT_2} = \frac{m_1\, m_2\,(T-T_2-\varepsilon)\, T_2}{2^{5/2}\,\pi^3\,(m_1+m_2)^{1/2}\, T^{3/2}}\;\left|F^Z_{\mathbf{u}}(\mathbf{q})\right|^2, \tag{9}$$

де $T = T_1 + T_2 + \varepsilon$ є кінетичною енерґією падаючого двокластерного ядра.

III. РЕЗУЛЬТАТИ РОЗРАХУНКІВ І ПОРІВНЯННЯ ЇХ З ЕКСПЕРИМЕНТОМ

Використаємо (9) для опису експерименту з розщеплення нерелятивістських дейтронів з енерґіями 23 і 26 МеВ ядрами золота та міді [4]. Для зручности перепозначимо індекси 1, 2 у згаданих загальних формулах на нуклонні індекси n, p. Крім того, нехай $\mathbf{k}_d = \mathbf{k}$, $T_d = T$, $\varepsilon_d = \varepsilon$. Уважаючи кути вильоту дейтронних кластерів і кінетичну енерґію протона незалежними кінематичними змінними, формулу (9) перепишемо так:

$$\frac{d^3\sigma^Z}{d\Omega_n\, d\Omega_p\, dT_p} = \frac{m_n\, m_p\,(T_d-T_p-\varepsilon_d)\, T_p}{2^{5/2}\,\pi^3\,(m_n+m_p)^{1/2}\, T_d^{3/2}}\;\left|F^Z_{\mathbf{u}}(\mathbf{q})\right|^2. \tag{10}$$

Якщо енерґія протона T_p не вимірюється в експерименті, то відповідний переріз, що описує кутові розподіли продуктів реакції, визначається інтеґралом

$$\frac{d^2\sigma^Z}{d\Omega_n\, d\Omega_p} = \int\limits_0^{T_d-\varepsilon_d} dT_p\, \frac{d^3\sigma^Z}{d\Omega_n\, d\Omega_p\, dT_p}\,. \tag{11}$$

Згідно з компланарною геометрією, вважатимемо $\theta_p > 0$, $\theta_n > 0$, коли $\mathbf{k}_p$, $\mathbf{k}_n$ спрямовані по один бік від напрямку $\mathbf{k}_d$. Якщо ж імпульс $\mathbf{k}_d$ розташований між $\mathbf{k}_p$, $\mathbf{k}_n$, то $\theta_p > 0$, $\theta_n < 0$.

На рис. 1 зображено розраховану енерґетичну залежність тричі диференціяльного перерізу для протонів, які звільнюються внаслідок реакції ^{197}Au(d,pn). Оскільки цей кінематично повний експеримент вимірювався у відносних одиницях (кількість зареєстрованих протонів на енерґетичний канал [4]), то суцільна крива, що враховує як ЯВ, так і КВ, нормована на висоту максимуму експериментального перерізу. При обчисленні кривих (10) використано такі значення параметрів: $r_0 = 1.4$ фм, $\Delta = 0.85$ фм, $\delta = 1$, $\gamma = -1$. Для порівняння на рис. 1 наведено також розраховані залежності в імпульсному наближенні (штрихова крива) і без урахування КВ (точкова крива). Порівняно невелика енерґія падаючого дейтрона (13 МеВ на нуклон) є причиною того, що КВ дає переважний внесок у переріз реакції. Як видно з рис. 1, тільки з урахуванням КВ можна правильно описати поведінку ексклюзивного диференціяльного перерізу. Подібні позначення кривих використано також і на наступних рисунках (2 і 3), де показано перерізи (11) вже в абсолютних одиницях.

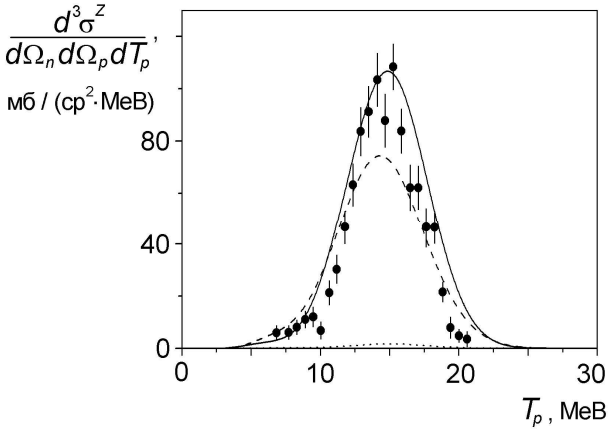

Рис. 1. Енерґетичний розподіл протонів для реакції ^{197}Au(d,pn) при енерґії падаючих дейтронів $T_d = 26$ МеВ і кутах вильоту протонів та нейтронів $\theta_p = 25°$, $\theta_n = -7°$. Експериментальні дані з [4].

На рис. 2 наведено результати обчислень перерізу (11) як функції кута θ_n для процесу ^{197}Au(d,pn) при $r_0 = 1.4$ фм, $\Delta = 0.85$ фм (як і на рис. 1). Величини пари параметрів $(\delta;\gamma)$ у розрахунках становили: $(0.8;-0.2)$ при $\theta_p = 15°$, $(0.9;-0.6)$ — $\theta_p = 20°$, $(1;-1)$ — $\theta_p = 25°$ для $T_d = 26$ МеВ (рис. 2а) і $(0.8;-0.1)$ — $\theta_p = 20°$, $(0.9;-0.4)$ — $\theta_p = 25°$ та $(1;-1)$ — $\theta_p = 35°$ для $T_d = 23$ МеВ (рис. 2б).

На рис. 3 показано обчислені кутові залежності (11) для реакції ^{64}Cu(d,pn) при $r_0 = 1.35$ фм, $\Delta = 0.65$ фм та значення параметрів $(\delta;\gamma)$: $(0.55;0)$ — $\theta_p = 15°$, $(0.8;0)$ — $\theta_p = 20°$, $(1;-0.2)$ — $\theta_p = 25°$ для $T_d = 26$ МеВ (рис. 3а) і $(0.3;0)$ при $\theta_p = 15°$, $(0.45;0)$ — $\theta_p = 20°$, $(0.7;0)$ — $\theta_p = 25°$ для $T_d = 23$ МеВ (рис. 3б).

У всіх випадках для розглянутих енерґій дейтронів T_d вплив КВ є переважним, причому форма залежности (суцільні криві) майже не залежить від θ_p, хоча величина перерізів у максимумах може змінюватись у декілька разів. Відзначимо також помітний вплив на результати розрахунків (особливо на висоту максимумів суцільних кривих) невеликої зміни енерґії падаючих дейтронів.

На закінчення необхідно згадати ранню працю [14], у якій також проаналізовано експериментальні дані [4], але з використанням іншого підходу. На відміну від формалізму нашої статті, який послідовно враховує ЯВ і КВ (одночасне включення взаємодій у нуклон-ядерну функцію профілю), у статті [14] протон-ядерну функцію профілю ω_p зв'язували тільки з ядерною (сильною) взаємодією, а КВ вводили

штучно. Так, наприклад, у формулі (5) роботи [14] КВ враховували за допомогою загального експоненційного фазового множника $e^{2i\sigma}$ із кулоновою фазою σ. При цьому $e^{2i\sigma}$ множили також і на нейтронну функцію профілю ω_n. У нашій праці нейтронна кулонова фаза $\eta_1(\rho_1) \equiv \eta_n(\rho_n)$ дорівнює нулеві, як і має бути. Тому врахування КВ у [14] можна вважати лише якісним.

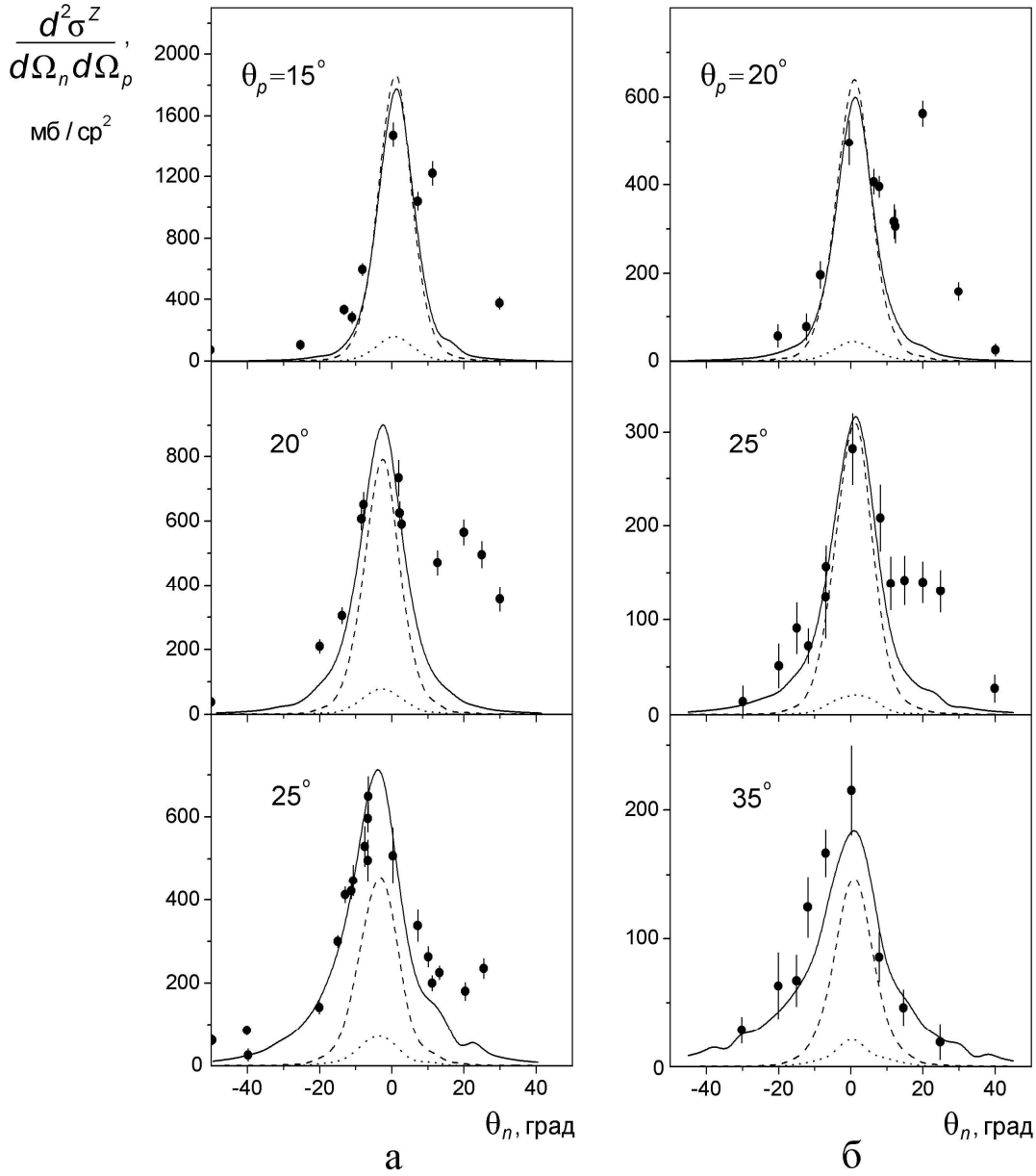

Рис. 2. Кутові розподіли нейтронів для реакції ^{197}Au(d,pn) при енерґії падаючих дейтронів $T_d = 26$ МеВ (а) і $T_d = 23$ МеВ (б).

IV. ВИСНОВКИ

1. У межах дифракційного наближення розвинуто позбавлений розбіжностей формалізм для розрахунку перерізів розщеплення ядрами-мішенями слабкозв'язаних двокластерних ядер. При цьому враховано ЯВ і КВ, а також дифузність поверхонь мішеней, їхню прозорість та заломлення кластерних хвиль у ядерній речовині.

2. Теоретичні результати цієї статті є деяким узагальненням ранніх праць [5, 6], у яких узято до уваги лише КВ, і робіт [7, 9], де враховувано тільки ЯВ у реакціях розщеплення дейтрона.

3. Задовільно описані експерименти на збіжність [4] для процесів ^{197}Au(d,pn), ^{64}Cu(d,pn) при енерґіях 11.5 і 13 МеВ на нуклон. Показано необхідність одночасного врахування як ЯВ, так і КВ ядер, які взаємодіють.

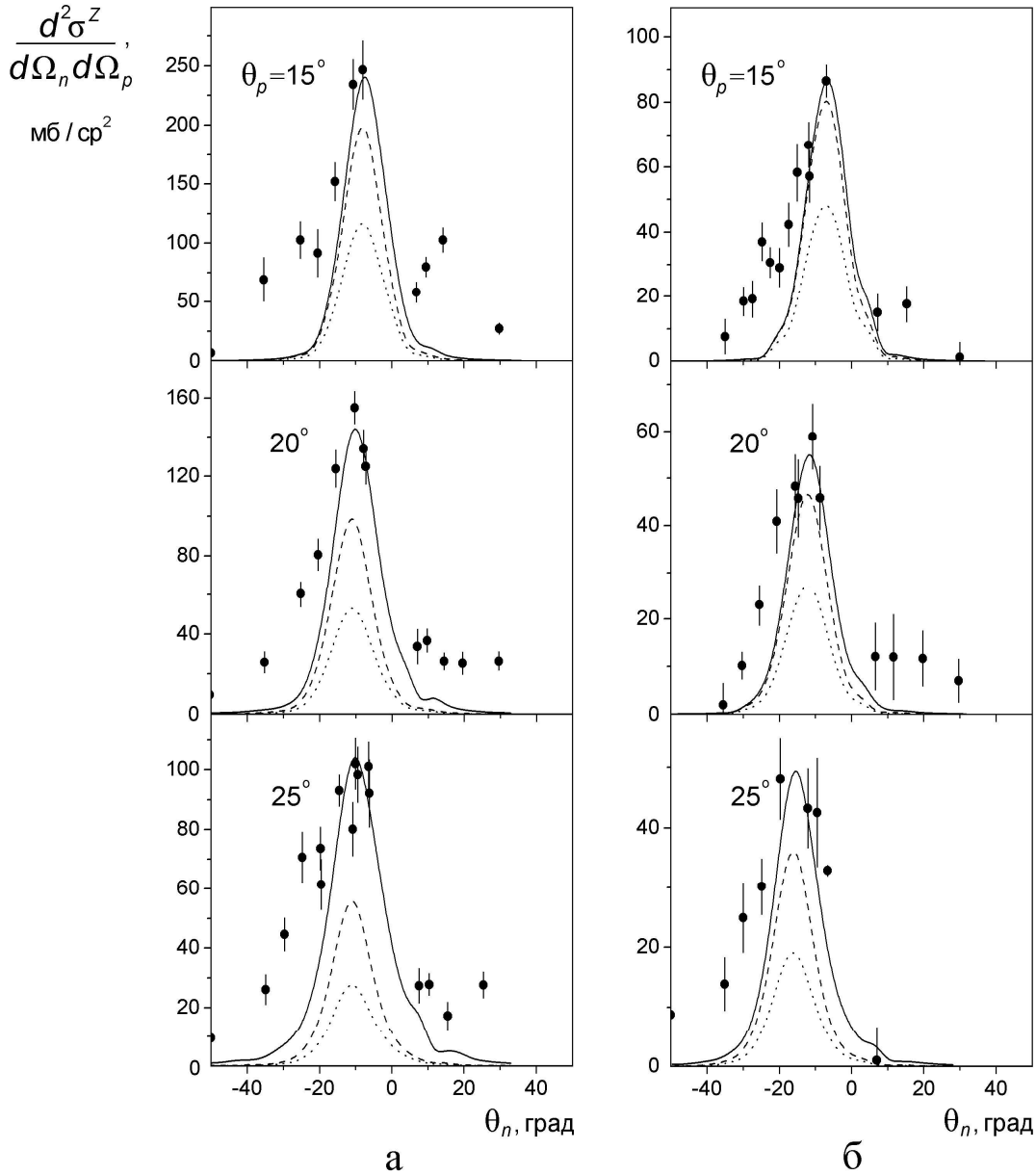

Рис. 3. Те ж саме, що й на рис. 2, але для реакції ^{64}Cu(d,pn).

[1] А. Г. Ситенко, *Теория ядерных реакций* (Энергоатомиздат, Москва, 1983).

[2] А. И. Ахиезер, А. Г. Ситенко, Журн. эксп. теор. физ. **32**, 794 (1957).

[3] М. В. Евланов, А. М. Соколов, В. К. Тартаковский, Яд. физ. **59**, 679 (1996).

[4] F. Udo, L. A. Ch. Koerts, Nucl. Phys. **70**, 145 (1965).

[5] S. M. Dancoff, Phys. Rev. **72**, 1017 (1947).

[6] Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Журн. эксп. теор. физ. **18**, 750 (1948).

[7] О. Ф. Немец, *Дифракционное расщепление дейтронов / Дифракционное взаимодействие адронов с ядрами: Сб. науч. тр.* (Наукова думка, Киев, 1987).

[8] О. Д. Далькаров, В. А. Карманов, *Взаимодействие антипротонов низких энергий с ядрами / Дифракционное взаимодействие адронов с ядрами: Сб. науч. тр.* (Наукова думка, Киев, 1987).

[9] О. Г. Ситенко, В. К. Тартаковський, Укр. фіз. журн. **6**, 12 (1961).

[10] М. В. Евланов, А. М. Соколов, В. К. Тартаковский, Яд. физ. **66**, 278 (2003).

[11] М. В. Евланов, А. М. Соколов, В. К. Тартаковский, Изв. Рос. Акад. наук: Сер. физ. **68**, 1565 (2004).

[12] М. В. Евланов, А. Д. Полозов, Б. Г. Стружко, Укр. фіз. журн. **25**, №5, 813 (1980).

[13] Y. Yamaguchi, Phys. Rev. **95**, No.6, 1628 (1954).

[14] Ю. А. Бережной, В. П. Вовенко, А. П. Созник, Укр. фіз. журн. **21**, 1174 (1976).

DISINTEGRATION OF 23 AND 26 MeV DEUTERONS BY ^{64}Cu AND ^{197}Au NUCLEI

V. K. Tartakovsky[1,2], V. I. Kovalchuk[1]
[1] *Kyiv National University of Taras Shevchenko, Physics Faculty, 2/1 Akad. Hlushkov Ave., Kyiv, UA–03022*
[2] *Institute for Nuclear Researches, National Academy of Sciences of Ukraine, 47 Nauky Ave., Kyiv, UA–03028*

Using of diffraction approximation, we have described the experiments of ^{64}Cu(d,pn) and ^{197}Au(d,pn) reactions at 23 and 26 MeV deuteron energy. The nuclear structure and the Coulomb interaction were taken into account in our calculations.