

РОЗЩЕПЛЕННЯ ДЕЙТРОНІВ ЯДРАМИ ^{40}Ca ПРИ ЕНЕРГІЇ 56 МеВ

У рамках методу деформованих хвиль розвинуто підхід щодо розрахунків амплітуди розщеплення дейтроноподібної частинки в полі важкого ядра-мішені при надбар'єрних енергіях. Запропонований підхід ґрунтується на наближеному розв'язку рівняння Шредінгера і може бути використаний при розрахунках амплітуд інших різноманітних ядерних реакцій. Розвинуто метод врахування ненульового радіуса взаємодії складових дейтроноподібної частинки та проведено порівняння розрахованих перерізів реакції розщеплення дейтронів ядрами ^{40}Ca з наявними експериментальними даними. Показано, що врахування внутрішньої структури дейтрона помітно впливає на поведінку розрахованих характеристик реакції розщеплення дейтронів ядрами ^{40}Ca за надбар'єрних енергій.

Ключові слова: метод деформованих хвиль, реакція розщеплення, потенціал взаємодії, надбар'єрні енергії.

1. Вступ

Реакції взаємодії слабкоз'язаних частинок з важкими ядрами-мішенями широко досліджуються в ядерній фізиці [1 - 3]. Однією з таких реакцій є реакція розщеплення дейтронів різноманітними атомними ядрами, для якої в даний час існує достатня кількість експериментальних даних щодо диференціальних перерізів у широкій області енергій та кутів вильоту продуктів реакції.

Інтерпретація цих даних у рамках існуючих теоретичних підходів (метод деформованих хвиль [4 - 7], адиабатичний [8] та дифракційний підходи [9], метод зв'язаних каналів [10] та ін.) показала, що якість опису експериментальних даних суттєво залежить від кінематичних умов реакції, наприклад, енергії налітаючих частинок, кутів реєстрації продуктів вильоту та ін. За підбар'єрних енергій, коли розщеплення дейтрона відбувається в кулонівському полі, а потім продукти розщеплення взаємодіють з ядром-мішенню, перерізи реакції розщеплення добре описуються вищезгаданими моделями, зокрема методом деформованих хвиль [7]. За надбар'єрних енергій, коли кути вильоту протона і нейтрона знаходяться по один бік пучка, узгодження значно погіршується, а при кутах вильоту, близьких до нуля, розраховані перерізи розвалу перевищують експериментальні дані приблизно у два рази [1].

У даній роботі в рамках методу деформованих хвиль виконано розрахунки перерізів реакції розщеплення дейтронів ядрами ^{40}Ca за енергії 56 МеВ. При виконанні розрахунків ядро ^{40}Ca вважалось нескінченно важким, а реакція розщеплення розглядалась як переважно пружна.

Використаний теоретичний підхід ґрунтувався на наближеному розв'язку рівняння Шредінгера.

При виконанні розрахунків використовувалось наближення нульового радіуса [6], а також підхід, в якому враховувалась внутрішня структура налітаючого дейтрона. У розділі 2 наведено використаний теоретичний підхід, а в розділі 3 представлено отримані результати та їх обговорення.

2. Теоретичний підхід

Гамільтоніан взаємодії дейтрона з ядром-мішенню має вигляд

$$\hat{H} = \hat{K} + V_{pt}(\mathbf{r}_{pt}) + V_{nt}(\mathbf{r}_{nt}) + V_{np}(\mathbf{r}_{np}), \quad (1)$$

де $V_{nt}(\mathbf{r}_{nt})$ і $V_{pt}(\mathbf{r}_{pt})$ – потенціали взаємодії нейтрона і протона з ядром-мішенню; $V_{np}(\mathbf{r}_{np})$ – потенціал взаємодії між нейтроном і протоном; \hat{K} – оператор кінетичної енергії, який у наближенні нескінченно важкого ядра-мішені визначається абсолютними значеннями хвильових векторів \mathbf{k}_p і \mathbf{k}_n відповідних частинок.

Використовуючи підхід, запропонований у роботах [4, 7], гамільтоніан (1) розкладемо на суму гамільтоніанів вхідного та вихідного каналів $H_i(H_f)$ з функціями власного стану $\psi_i(\psi_f)$ і збурюючого потенціалу $V_i(V_f)$.

У результаті маємо

$$\begin{aligned} H_i &= \hat{K} + V_{dt}(\mathbf{R}) + V_{np}(\mathbf{r}), \\ V_i &= V_{pt}(\mathbf{r}_{pt}) + V_{nt}(\mathbf{r}_{nt}) - V_{dt}(\mathbf{R}), \\ \psi_i^{(+)} &= \chi_{dt}^{(+)}(\mathbf{R})\phi_0(\mathbf{r}_{pn}), \end{aligned} \quad (2)$$

$$H_f = \hat{K} + V_{pr}(\mathbf{r}_p) + V_{nt}(\mathbf{r}_n),$$

$$V_f = V_{pr}(\mathbf{r}_p) + V_{nt}(\mathbf{r}_n),$$

$$\Psi_f^{(-)} = \chi_{pr}^{(-)}(\mathbf{r}_p) \chi_{nt}^{(-)}(\mathbf{r}_n), \quad (3)$$

де $V_{dt}(\mathbf{R})$ – оптичний потенціал взаємодії дейтрона з ядром-мішенню, $\mathbf{R} = (\mathbf{r}_p + \mathbf{r}_n)/2$, $\mathbf{r} = \mathbf{r}_p - \mathbf{r}_n$, $\chi_{dt}^{(+)}$, $\chi_{pr}^{(-)}$ і $\chi_{nt}^{(-)}$ – розбіжні (+) та збіжні (-) деформовані хвильові функції, що описують рух дейтрона, протона і нейтрона в полі ядра-мішені, а $\phi_0(r)$ – хвильова функція основного стану дейтрона.

При виконанні подальших розрахунків опти-

чні потенціали V_j , $j = p, n, d$ обирались у формі Вудса - Саксона

$$V_j(r) = -V_R f(r, a_R; r) - iW_V f(r, a_m; r) +$$

$$+ i4a_m W_D \frac{\partial}{\partial r} f(r, a_m; r) + V_{Coulomb}, \quad (4)$$

$$\text{де } f(r, a_m; r) = \left[1 + \exp\left(\frac{r - r_m A^{1/3}}{a_m}\right) \right].$$

Отримані з порівняння експериментальних даних по пружному розсіяню дейтронів ядрами ^{40}Ca [11 - 13] параметри оптичних потенціалів наведено в таблиці, в якій E – енергія налітаючої частинки.

Параметри оптичного потенціалу

Налітаюча частинка	V_R , MeB	r_R , фм	a_R , фм	W_V , фм	W_D , фм	r_m , фм	a_m , фм	Літ.
d , набір 1	75,47	1,20	0,769	2,452	9,775	1,32	0,783	[11]
d , набір 2	94,19	1,16	0,810	8,08	9,43	1,27	0,631	[12]
p	56,34 - 0,32E	1,17	0,75	-2,7 + 0,22E	11,8 - 0,25E	1,32	0,51	[13]
n	56,34 - 0,32E	1,17	0,75	-1,6 + 0,22E	13,0 - 0,25E	1,26	0,58	[13]

Амплітуда переходу для такого процесу дорівнює

$$T = \langle \chi_{pr}^{(-)}(\mathbf{r}_p) \chi_{nt}^{(-)}(\mathbf{r}_n) | V_{np}(r) | \Psi_d^{(+)} \rangle. \quad (5)$$

Сутність наближення викривлених хвиль полягає в тому, що хвильова функція $\Psi_d^{(+)}$ може бути представлена у вигляді $\Psi_d^{(+)} = \chi_{dt}^{(+)}(\mathbf{R}) \phi_0(r)$ [4, 6]. У такому підході, у нульовому порядку по збуренню V_i , амплітуда переходу (5) дорівнює

$$T = \langle \chi_{pr}^{(-)}(\mathbf{r}_p) \chi_{nt}^{(-)}(\mathbf{r}_n) | V_{np}(r) | \chi_{dt}^{(+)}(\mathbf{R}) \phi_0(r) \rangle. \quad (6)$$

Видно, що поведінка амплітуди переходу (6) в основному визначається вибором явного виду потенціалу взаємодії між нейтроном і протоном $V_{np}(\mathbf{r}_{np})$, а також видом хвильової функції основного стану дейтрона $\phi_0(r)$.

У даній роботі хвильова функція $\phi_0(r)$ та потенціал $V_{np}(\mathbf{r}_{np})$ обирались у Хюльтенівській формі

$$V_{np}(r) = -\frac{\hbar^2}{2M} \mu(\mu + 2\alpha) \frac{e^{-\mu r}}{1 - e^{-\mu r}}, \quad (7)$$

$$\mu = 5,39\alpha, \quad \alpha = 0,22 \text{ фм}^{-1}. \quad (8)$$

У наближенні нульового радіуса налітаючого дейтрона маємо

$$V_{np}(r) \phi_0(r) \approx \delta(\vec{r}) D_0,$$

$$D_0 = \int V_{np}(r) \phi_0(r) dr \approx -124 \text{ MeB} \cdot \text{фм}^{3/2}, \quad (9)$$

а амплітуда переходу (5) дорівнює

$$T = D_0 \langle \chi_p^{(-)}(\mathbf{R}) \chi_n^{(-)}(\mathbf{R}) | \chi_d^{(+)}(\mathbf{R}) \rangle. \quad (10)$$

Зазначимо, що розглядаючи поле ядра-мішені лише кулонівським, інтеграл (10) можна отримати в аналітичному вигляді [3]. При одночасному врахуванні ядерної та кулонівської взаємодії амплітуду переходу (10) в аналітичному вигляді отримати доволі складно і тому при розрахунках необхідно використовувати наближені методи.

У даній роботі для амплітуди переходу використовувався підхід, в якому функції, що входять у підінтегральні вирази (10), розкладаються в ряд по сферичних гармоніках. У такому підході амплітуда переходу може бути представлена у вигляді

$$T = D_0 (4\pi)^2 \times$$

$$\times \sum_{l_d, l_p, l_n=0}^{\infty} i^{l_d+l_p+l_n} e^{i\sigma_{l_d}+i\sigma_{l_p}} \begin{pmatrix} l_d & l_p & l_n \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} Y_{l_d}^{l_n l_p}(\mathbf{k}_p, \mathbf{k}_n) R_{l_d l_p l_n}, \quad (11)$$

де σ_{l_d} і σ_{l_p} – кулонівські фази дейтрона і протона; $Y_{l_d}^{l_n l_p}(\mathbf{k}_p, \mathbf{k}_n)$ – скалярна триполярна гармоніка

по сферичних функціях протона, нейтрона і дейтрона [14]; $R_{l_d l_p l_n}$ – інтеграл по радіальних хвильових функціях, які було отримано з використанням оптичного потенціалу (4)

$$R_{l_d l_p l_n} = \frac{1}{k_d k_p k_n} \int_0^\infty dR \frac{\chi_{l_d}(k_d, R) \chi_{l_n}(k_n, R) \chi_{l_p}(k_p, R)}{R} \quad (12)$$

Зважаючи на те, що підінтегральна функція пропорційна $1/R$, інтеграл (12) має асимптотичну збіжність.

Для обчислення даного інтегралу використовувався алгоритм, представлений у роботі [15]. Функції χ_l розраховувались чисельно від нуля до границі дії ядерного потенціалу R_0 , а радіальні хвильові функції за межами ядерного поля мішені представлялись у вигляді

$$\chi_{l_j}(k_j, R) = \frac{i}{2} (H_{l_j}^+(\eta_j, k_j, R) - S_{l_j} H_{l_j}^-(\eta_j, k_j, R)), \quad j = n, p, d, \quad (13)$$

де S_{l_j} – матричні елементи реакції пружного розсіяння; η_j – кулонівський параметр;

$H_{l_j}^\pm(\eta_j, k_j, R)$ – комбінації іррегулярних та регулярних кулонівських функцій

$$H_{l_j}^\pm(\eta_j, k_j, R) = G_{l_j}(\eta_j, k_j, R) \pm i F_{l_j}(\eta_j, k_j, R), \quad (14)$$

що мають асимптотичну поведінку

$$H_{l_j}^\pm(\eta_j, k_j, R) \rightarrow e^{\pm i(k_j R - \eta_j \ln 2k_j R - l_j \pi/2 + \sigma_{l_j})}, \quad (15)$$

де $\sigma_{l_j} = \arg \Gamma(l_j + 1 + i\eta_j)$ – кулонівська фаза.

З кінематичних умов очевидно, що $k_d > k_p + k_n$ (k_d – абсолютне значення хвильового вектора дейтрона). Це дозволяє розбити підінтегральну функцію у формулі (11) на дві складові з множниками $e^{i(k_d - k_p - k_n)R}$ та $e^{-i(k_d - k_p - k_n)R}$ відповідно. Послугуючись інтегральною теоремою Коші, інтегрування за межами радіуса ядерних сил проводилось по комплексному шляху $R = R_0 \pm ix$, $x \in [0, \infty)$, що призводить до експоненціальної збіжності розрахунків.

Для збіжності суми по індексах l_d , l_p і l_n введемо чисто кулонівський радіальний інтеграл $R_{l_d l_p l_n}^{pC}$. Тоді амплітуду переходу (11) можна представити у вигляді

$$T = T_{pC} + D_0 (4\pi)^2 \sum_{l_d, l_p, l_n=0}^\infty i^{l_d+l_p+l_n} e^{i\sigma_{l_d}+i\sigma_{l_p}} \begin{pmatrix} l_d & l_p & l_n \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} Y_{l_d}^{l_p l_n}(\mathbf{k}_p, \mathbf{k}_n) (R_{l_d l_p l_n} - R_{l_d l_p l_n}^{pC}), \quad (16)$$

де T_{pC} – амплітуда переходу з урахуванням лише кулонівської взаємодії [6].

3. Результати розрахунків та обговорення

Представлений підхід дозволяє розрахувати диференціальний переріз [16] реакції розщеплення дейтрона ядром

$$\frac{d^3\sigma}{d\theta_n d\theta_p dE_p} = \frac{1}{(2\pi)^5 \hbar^8} |T|^2 \frac{m_d m_p m_n k_p k_n}{k_d}, \quad (17)$$

де m_d , m_p і m_n – маса дейтрона, протона та нейтрона, а амплітуда переходу при подальших розрахунках визначалась формулою (16).

На рис. 1 суцільною кривою представлено результати розрахунків, виконаних у наближенні нульового радіуса дейтрона та з урахуванням лише кулонівської взаємодії. Пунктирна та штрих-пунктирна криві на даному рисунку розраховані з урахуванням ядерної взаємодії. При виконанні таких розрахунків використовувались

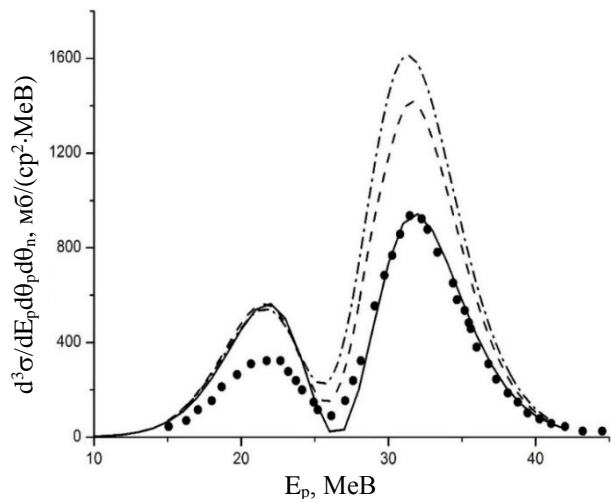


Рис. 1. Диференціальний переріз розщеплення дейтронів ядрами ^{40}Ca за енергії 56 MeV. Експериментальні дані взято з робіт [1, 2].

оптичні потенціали з параметрами, наведеними в таблиці (пунктир – набір 1, штрих-пунктир – набір 2 для $d - {}^{40}\text{Ca}$ розсіяння). З рисунка видно, що розрахунки, виконані з урахуванням лише кулонівської взаємодії дозволяють описати переріз реакції розщеплення в області енергій $E_p \geq 27 \text{ MeV}$ ($E_p \geq E_n$). В області енергій, де $E_p < E_n$, спостерігається суттєве завищення в поведінці розрахованих перерізів по відношенню до наявних експериментальних даних. Зазначимо, що наведені результати розрахунків узгоджуються з результатами, отриманими в роботах [1, 8].

З рис. 1 також видно, що врахування при розрахунках ядерного оптичного потенціалу призводить до суттєвого завищення перерізів у порівнянні як з експериментальними даними, так і з розрахунками, виконаними лише з урахуванням кулонівської взаємодії. Такий значний вплив ядерної взаємодії на поведінку перерізів реакції розщеплення викликає подив і може бути пов'язаним в першу чергу з використаними в моделі оптичними потенціалами.

Дійсно, у представленому підході було використано оптичні потенціали з параметрами, отриманими з порівняння експериментальних даних по пружному розсіянню дейтронів ядрами ${}^{40}\text{Ca}$ [11 - 13] на великі кути ($\theta > 20^\circ$), у той час як реакція розщеплення дейтрона за енергії 56 MeV проходить переважно з вильотом продуктів реакції під малими кутами. За таких умов реакція розщеплення являється в основному периферійною і визначається переважно кулонівською взаємодією. У той же час слід зазначити, що в області енергій менших за 56 MeV, поведінка перерізу пружного розсіяння дейтронів у край чутлива до параметрів ядерного оптичного потенціалу і використання інших модельних оптичних потенціалів дозволяє доволі добре описати [17] наявні експериментальні дані з пружного розсіяння.

У даній роботі при розрахунках диференціальних перерізів реакції розщеплення дейтронів ядрами ${}^{40}\text{Ca}$ використовувались модельні наближення для оптичних потенціалів: модель згортки по функціях основного стану дейтрона у формі Хюльтена (МЗ) та модель точкового дейтрона, який складається з незв'язаної n - p пари (МНП).

Оптичний потенціал в МЗ та МНП моделях визначається формулами [18]

$$V_d(\mathbf{R}) = \langle \varphi_0(r) | V_p(\mathbf{r}_p) + V_n(\mathbf{r}_n) | \varphi_0(r) \rangle, \quad (18)$$

$$V_d(\mathbf{R}) = V_p(\mathbf{R}) + V_n(\mathbf{R}). \quad (19)$$

Результати розрахунків з використанням таких потенціалів представлено на рис. 2.

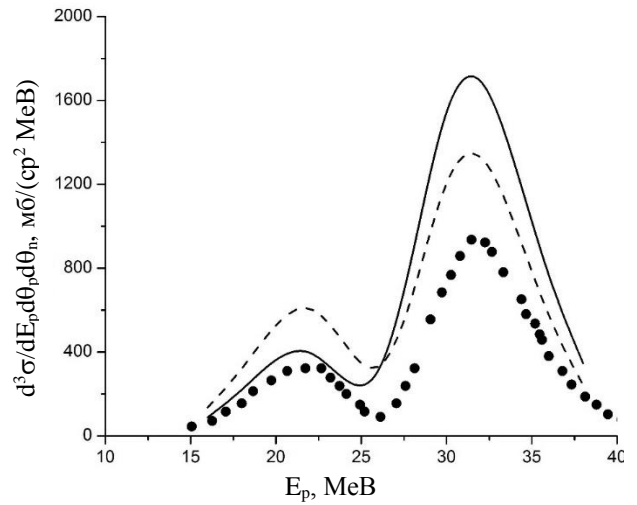


Рис. 2. Диференціальний переріз розщеплення дейтронів ядрами ${}^{40}\text{Ca}$ за енергії 56 MeV. Експериментальні дані взято з робіт [1, 2]. Суцільна крива розрахована з використанням потенціалу у формі (18), штрихова крива – з потенціалом у формі (19).

З рисунка видно, що використання в представленому підході оптичного потенціалу (18) дозволяє дещо краще узгодити виконані розрахунки з наявними експериментальними даними в області енергій $E_p < E_n$, однак в області енергій $E_p \geq E_n$ суттєвих змін у поведінці розрахованого перерізу не спостерігається. Аналогічно з рисунка видно, що використання в представленому підході оптичного потенціалу у формі (19) також не дозволяє узгодити виконані розрахунки з наявними експериментальними даними в області енергій, що розглядається.

Наведені на рис. 1 та 2 результати свідчать про те, що без урахування внутрішньої структури налітаючого дейтрона описати наявні експериментальні дані доволі складно. Для врахування внутрішньої структури налітаючого дейтрона (див., наприклад, [6]) може бути використано наближення

$$\chi_p^{(-)}(\mathbf{r}_p) \chi_n^{(-)}(\mathbf{r}_n) \approx \chi_p^{(-)}(\mathbf{R}) \chi_n^{(-)}(\mathbf{R}) e^{-ik_n r/2}. \quad (20)$$

У такому підході вважається, що розщеплення дейтрона в полі ядра-мішені в основному відбувається за рахунок кулонівської взаємодії протона з ядром, а нейтрон при цьому рухається вільно з відносним імпульсом $k_n/2$. Тоді, підставляючи формулу (20) у формулу (6), отримуємо

$$T \approx \langle \chi_p^{(-)}(\mathbf{k}_p, \mathbf{R}) \chi_n^{(-)}(\mathbf{k}_n, \mathbf{R}) | \chi_d^{(+)}(\mathbf{k}_d, \mathbf{R}) \rangle \langle e^{i\mathbf{k}_n \cdot \mathbf{r}/2} | V_{np}(r) \Phi_0(r) \rangle =$$

$$= \langle \chi_p^{(-)}(\mathbf{k}_p, \mathbf{R}) \chi_n^{(-)}(\mathbf{k}_n, \mathbf{R}) | \chi_d^{(+)}(\mathbf{k}_d, \mathbf{R}) \rangle \frac{\beta^2}{\beta^2 + k_n^2 / 4} D_0, \quad (21)$$

де $\beta = \mu + \alpha = 1,4 \text{ фм}^{-1}$.

Результати таких розрахунків представлено на рис. 3. Суцільна та штрихова криві на даному рисунку розраховані з використанням оптичного потенціалу $d - ^{40}\text{Ca}$ розсіяння з параметрами, наведеними в таблиці (суцільна крива – набір 1, штрих-пунктир – набір 2).

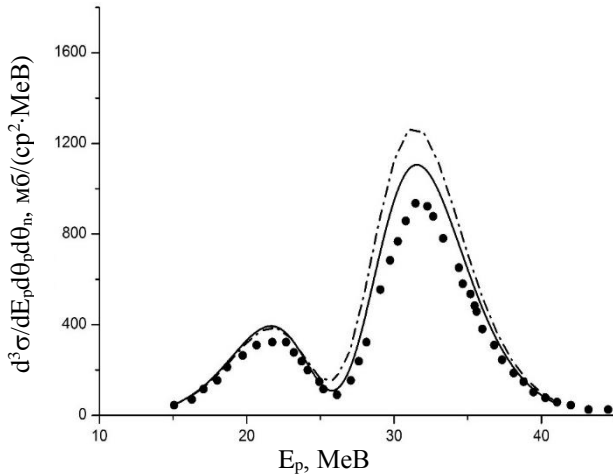


Рис. 3. Диференціальний переріз розщеплення дейтронів ядрами ^{40}Ca за енергії 56 MeV. Експериментальні дані взято з робіт [1, 2].

З рисунка видно, що запропонований підхід дозволяє доволі добре описати наявні експериментальні дані з розщеплення дейтронів ядрами ^{40}Ca за енергії 56 MeV.

4. Висновки

Метод деформованих хвиль застосовано для розрахунків амплітуди розщеплення дейтронів ядрами ^{40}Ca за енергії 56 MeV. У запропонованому підході виконано розрахунки з використанням модельних наближень: модель точкового дейтрона, модель згортки по функціях основного стану дейтрона та модель, в якій емпірично враховувалася внутрішня структура налітаючого дейтрона. Проведено порівняння розрахованих перерізів реакції розщеплення дейтронів ядрами ^{40}Ca з наявними експериментальними даними та показано, що врахування внутрішньої структури дейтрона помітно впливає на поведінку розрахованих характеристик реакції розщеплення за надбар'єрних енергій.

СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ / REFERENCES

1. S. Ishida et al. Mechanism of the forward-angle (d, pn) reaction at intermediate energies. *Phys. Rev. C* **58** (1998) 2180.
2. H. Okamura, S. Hatori et al. Strong evidence of the Coulomb breakup of the deuteron at 56 MeV. *Phys. Lett. B* **325** (1994) 308.
3. Yuen Sim Neoh et al. Microscopic effective reaction theory for deuteron-induced reactions. *Phys. Rev. C* **94** (2016) 044619.
4. A. Nordsieck. Reduction of an integral in the theory of Bremsstrahlung. *Phys. Rev.* **93** (1954) 785.
5. K.R. Greider, L.R. Dodd. Divergence of the distorted-wave Born series for rearrangement scattering. *Phys. Rev.* **146** (1966) 671.
6. G. Baur, D. Trautmann. The break-up of the deuteron and stripping to unbound states. *Nucl. Phys. A* **191** (1972) 321.
7. J. Lang, L. Jarczyk, R. Muller. Deuteron break-up in the field of the nucleus. *Nucl. Phys. A* **204** (1973) 97.
8. J.A. Tostevin, S. Rugmai, R.C. Johnson. Coulomb dissociation of light nuclei. *Phys. Rev. C* **57** (1998) 3225.
9. Yu.A. Berezhnoy, V.Yu. Korda. Deuteron structure and diffractive deuteron-nucleus interaction. *Int. J. Mod. Phys. E* **149** (1994) 3.
10. C.A. Bertulani, L.F. Canto, M.S. Hussein. A coupled-channels study of ^{11}Be Coulomb excitation. *Phys. Lett. B* **353** (1995) 413.
11. N. Matsuoka. Optical model and folding model potentials for elastic scattering of 56 MeV polarized deuterons. *Nucl. Phys. A* **455** (1986) 413.
12. R.C. Johnson, P.J.R. Soper. Contribution of deuteron breakup channels to deuteron stripping and elastic scattering. *Phys. Rev. C* **1** (1970) 976.
13. F.D. Becchetti, G.W. Greenless. Nucleon-nucleus optical-model parameters, $A > 40$, $E < 50$ MeV. *Phys. Rev.* **182** (1969) 1190.
14. Д.А. Варшалович, А.Н. Москалев, В.К. Херсонский. *Квантовая теория углового момента* (Ленинград: Наука, 1975) 439 с. / D.A. Varshalovich, A.N. Moskaliev, V.K. Khersonsky. *The Quantum Theory of Angular Momentum* (Leningrad: Nauka, 1975) 439 p. (Rus)
15. C.M. Vincent, H.T. Fortune. New method for distorted-wave analysis of stripping to unbound states. *Phys. Rev. C* **2** (1970) 782.
16. F. Rybicki, N. Austern. Distorted-wave theory of deuteron breakup. *Phys. Rev. C* **6** (1972) 1525.
17. О.В. Бабак, В.П. Вербицкий, О.Д. Григоренко. Потенціали ядерної взаємодії дейтронів з важкими ядрами в моделі однократної згортки.

Ядерна фізика та енергетика 14(3) (2013) 247 /
O.V. Babak, V.P. Verbytskyi, O.D. Grygorenko.
Deuteron nuclear interaction potential with heavy
nuclei in a single folding model. *Yaderna Fizyka ta*

Energetyka (Nucl. Phys. At. Energy) 14(3) (2013)
247. (Ukr)
18. Y. Nishida. Elastic Scattering of Deuterons by
Heavy Nuclei. *Progr. Theor. Phys.* 19 (1958) 389.

А. В. Бабак*, В. П. Михайлюк

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев, Украина

*Ответственный автор: avbabak@gmail.com

РАСЩЕПЛЕНИЕ ДЕЙТРОНОВ ЯДРАМИ ^{40}Ca ПРИ ЭНЕРГИИ 56 МэВ

В рамках метода деформированных волн развит подход для расчета амплитуды расщепления дейтроноподобной частицы в поле тяжелого ядра-мишени при надбарьерных энергиях. Предложенный подход основан на приближенном решении уравнения Шредингера и может быть использован при расчетах амплитуд других различных ядерных реакций. Развита метод учета ненулевого радиуса взаимодействия составляющих дейтроноподобной частицы и проведено сравнение рассчитанных сечений реакции расщепления дейтронов ядрами ^{40}Ca с имеющимися экспериментальными данными. Показано, что учет внутренней структуры дейтрона заметно влияет на поведение рассчитанных характеристик реакции расщепления в области надбарьерных энергий.

Ключевые слова: метод искаженных волн, реакция расщепления, потенциал взаимодействия, надбарьерные энергии.

O. V. Babak*, V. P. Mikhailyuk

Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv, Ukraine

*Corresponding author: avbabak@gmail.com

DEUTERON BREAK-UP BY ^{40}Ca NUCLEI AT 56 MeV ENERGY

In the framework of the distorted-wave approximation, an approach for calculating the amplitude of the deuteron-like particle break-up in the field of a heavy target nucleus at over-barrier energies is developed. The proposed approach is based on the approximate solution of the Schrödinger equation and can be used in calculating the amplitudes for other nuclear reactions. A method for accounting the nonzero interaction radius of the deuteron-like particle components has been also developed and the comparison of the calculated and measured deuteron break-up cross sections by ^{40}Ca nuclei is made. It was shown that taking into account the internal structure of the deuteron significantly affects the behavior of the calculated observables.

Keywords: distorted-wave approximation, break-up reactions, interaction potential, over-barrier energies.

Надійшла 12.08.2019

Received 12.08.2019