

О. А. Понкратенко, В. В. Улещенко, Ю. О. Ширма

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

ЕНЕРГЕТИЧНА ЗАЛЕЖНІСТЬ ПОТЕНЦІАЛУ ВЗАЄМОДІЇ ЯДЕР  $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$ 

У результаті аналізу відомих із літератури даних взаємодії ядер  $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$  в енергетичному діапазоні від 1 до 100 МеВ/нуклон отримано глобальний енергетично залежний потенціал, що задовільно описує пружне розсіяння цих ядер у всьому вказаному діапазоні енергій. У ході аналізу в рамках оптичної моделі розраховано диференціальні перерізи пружного розсіяння та злиття цих ядер, використовуючи різні типи оптичних потенціалів.

*Ключові слова:* розсіяння важких іонів, енергетична залежність параметрів потенціалу, оптична модель, фолдінг-модель, оптичні потенціали.

## Вступ

У той час як проблема визначення енергетичної залежності параметрів потенціалу взаємодії легких частинок ( $p$ ,  $n$ ,  $\alpha$ ) з ядрами достатньо досліджена в широкому діапазоні енергій [1], у випадку взаємодії важких іонів вона залишається актуальною. Наприклад, незважаючи на чималу кількість літературних даних із розсіяння  $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$  [2 - 17], існує лише кілька робіт [18, 19], в яких автори зосереджували увагу на вивченні енергетичної залежності параметрів оптичного потенціалу. Ці залежності було отримано у доволі вузькому діапазоні енергій іона  $^{16}\text{O}$ , що налітає. Проте важливо побудувати енергетичну залежність параметрів у широкому діапазоні енергій (1 ÷ 100 МеВ/нуклон). Це сприятиме звуженню неоднозначностей у визначенні параметрів потенціалу, а також допоможе прогнозувати диференціальні перерізи пружного, непружного розсіяння та перерізи злиття і реакцій при тих енергіях, для яких не існує експериментальних даних.

Вибір для дослідження системи  $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$  обумовлювався наявністю значної кількості експериментальних даних із розсіяння цих ядер у широкому інтервалі енергій. Усі відомі експериментальні дані з пружного розсіяння (як правило, у широкому діапазоні кутів) та реакції злиття було проаналізовано в рамках оптичної моделі (ОМ) з різними типами оптичного потенціалу для отримання

мання енергетичної залежності параметрів  $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$ -потенціалу.

## Оптичний потенціал

Феноменологічний оптичний потенціал, що використовувався для опису кутових розподілів пружного розсіяння для кожної окремої енергії, мав вигляд

$$U(r) = V(r) + iW(r) + V_C(r), \quad (1)$$

де дійсна частина  $V(r)$  потенціалу вибиралась у вигляді квадрата формфактора типу Вудса - Саксона ( $WS2$ )

$$V(r) = \frac{V_0}{(1 + \exp[(r - R_V)/a_V])^2} \quad (2)$$

або у вигляді потенціалу подвійної згортки (фолдінг-потенціал  $DF$ ) з нормуючим множником  $N_R$ :

$$V(r) = N_R V_{DF}(r, E). \quad (3)$$

Варто відзначити, що фолдінг-потенціал є різним для різних значень енергії в силу енергетичної залежності нуклон-нуклонної взаємодії.  $V_{DF}(r, E)$  складається з прямої та обмінної частин [20, 21]:

$$V_{DF}(r, E) = V_D(r, E) + V_{EX}(r, E), \quad (4)$$

$$V_D(r, E) = \int \rho_P(\mathbf{r}_P) \rho_T(\mathbf{r}_T) v_D(\rho, E, \mathbf{s}) d^3 r_P d^3 r_T, \quad (5)$$

$$V_{EX}(r, E) = \int \rho_P(\mathbf{r}_P, \mathbf{r}_P + \mathbf{s}) \rho_T(\mathbf{r}_T, \mathbf{r}_T - \mathbf{s}) v_{EX}(\rho, E, \mathbf{s}) \exp\left(\frac{i\mathbf{k}(\mathbf{r})\mathbf{s}}{\mu}\right) d^3 r_P d^3 r_T, \quad (6)$$

$$\mathbf{s} = \mathbf{r}_P - \mathbf{r}_T + \mathbf{r}, \quad (7)$$

де  $\rho_P(\mathbf{r})$  та  $\rho_T(\mathbf{r})$  – розподіли густин нуклонів в іоні, що налітає ( $P$ ) та ядрі-мішені ( $T$ ) відповідно;  $v_D(\rho, E, \mathbf{s})$  та  $v_{EX}(\rho, E, \mathbf{s})$  – пряма та обмінна ком-

поненти нуклон-нуклонної взаємодії;  $E$  – енергія іона, що налітає;  $\mathbf{k}(\mathbf{r})$  – локальний імпульс відносного руху. Форма розподілів густин описувалась формфактором Вудса - Саксона з двома параметрами: радіусом 2,6 фм для  $^{16}\text{O}$  та 2,115 фм

для  $^{12}\text{C}$  і поверхневою дифузністю, що становила 0,45 фм для обох ядер [7]. Також ми використували залежний від густини ефективний потенціал нуклон-нуклонної взаємодії DDM3Y1 Рейда, до якого входить нуклон-нуклонний потенціал з прямою та обмінною компонентами [21]. Розрахунки фолдінг-потенціалу здійснювались за допомогою програми DFMSPH [22].

Для обох варіантів дійсної частини уявна частина ОМ-потенціалу вибиралась у вигляді суми об'ємної ( $WS$ ) та поверхневої ( $WSD$ ) компонент:

$$W(r) = W_s(r) + W_D(r), \quad (8)$$

$$W_s(r) = \frac{W_s}{1 + \exp[(r - R_{WS}) / a_{WS}]}, \quad (9)$$

$$W_D(r) = \frac{4W_D \exp[(r - R_{WD}) / a_{WD}]}{(1 + \exp[(r - R_{WD}) / a_{WD}])^2}, \quad (10)$$

де, так само як і в рівнянні (2), радіус взаємодії  $R_i = r_i(A_p^{1/3} + A_T^{1/3})$ ,  $i = \{V, WS, WD\}$ .

Вважалось, що об'ємна частина зумовлювала відтік частинок з каналу пружного розсіяння у канал злиття (утворення компаунд-ядра), а поверхнева – в канали прямих процесів. При такій інтерпретації уявного потенціалу переріз злиття ядер виражається формулою [23]

$$\sigma_f = -\frac{2}{\hbar v} \langle \chi_\alpha^{(+)} | W_s | \chi_\alpha^{(+)} \rangle, \quad (11)$$

а переріз реакцій

$$\sigma_r = -\frac{2}{\hbar v} \langle \chi_\alpha^{(+)} | W_s + W_D | \chi_\alpha^{(+)} \rangle, \quad (12)$$

де  $\chi_\alpha^{(+)}(\vec{k}, \vec{r})$  – хвильова функція відносного руху розсіяних частинок. При розкладі цієї функції за парціальними хвилями

$$\chi_\alpha^{(+)}(\vec{k}, \vec{r}) = (kr)^{-1} \sum_L i^L (2L+1) \chi_L(k, r) P_L(\hat{k}, \hat{r}) \quad (13)$$

отримаємо

$$\sigma_f = \frac{\pi}{k^2} \sum_L (2L+1) T_L, \quad (14)$$

де

$$T_L = \frac{8}{\hbar v} \int_0^\infty |\chi_L(k, r)|^2 W_s(r) dr. \quad (15)$$

Кулонівський потенціал  $V_C(r)$  у формулі (1) визначався згорткою зарядових густин (розподілів) мішені  $\rho_T^{ch}(\mathbf{r}_T)$  та ядра, що налітає,  $\rho_P^{ch}(\mathbf{r}_P)$  з кулонівським потенціалом  $v_C(s)$  для точкових зарядів:

$$V_C(r) = \int \rho_P^{ch}(\mathbf{r}_P) \rho_T^{ch}(\mathbf{r}_T) v_C(\mathbf{s}) d^3 r_P d^3 r_T. \quad (16)$$

Глобальний енергетично залежний потенціал шукався з таким же типом радіальної залежності, як і потенціали для кожної енергії окремо. З метою мінімізації/зменшення кількості параметрів шуканого потенціалу, а також намагаючись спиратися на фізично мотивовану його форму, ми використовували для задання дійсної частини глобального потенціалу тільки фолдінг-потенціал.

Енергетична залежність параметрів уявної частини ОМ-потенціалу  $p_i = W_s, R_{WS}, a_{WS}, W_D, R_{WD}, a_{WD}$  апроксимувалась такими параметризованими функціями [23, 24]:

$$p_i(E) = \begin{cases} p_i(+\infty)(1 - \exp[(E_{0i} - E) / \Delta_i]), & E > E_{0i} \\ 0, & E < E_{0i} \end{cases} \quad p_i = W_s, W_D \quad (17)$$

$$p_i(E) = p_i(+\infty) + [p_i(0) - p_i(+\infty)] \exp(-E / \Delta_i) \quad p_i = R_{WS}, a_{WS}, R_{WD}, a_{WD}$$

Параметри  $p_i(+\infty)$ ,  $E_{0i}$ ,  $p_i(0)$ ,  $\Delta_i$  визначались шляхом підгонки ОМ-перерізів до експериментальних даних у всьому енергетичному діапазоні одночасно.

Енергетична залежність дійсної частини ОМ-потенціалу визначалась головним чином дисперсійним співвідношенням [25] між енергетично залежними дійсною та уявною частинами потенціалу у всьому діапазоні енергій. Дійсна частина енергетично залежного потенціалу є сумою двох доданків:

$$V(r, E) = V_0(r, E) + \Delta V(r, E), \quad (18)$$

де  $V_0(r, E)$  – потенціал зі слабкою залежністю від енергії, що зумовлена нелокальністю взаємодії, обміном нуклонами між ядрами та залежністю

нуклон-нуклонної взаємодії від ядерної густини, а  $\Delta V(r, E)$  розраховується як

$$\Delta V(r, E) = \frac{1}{\pi} \text{P} \int \frac{W(r, E')}{E' - E} dE'. \quad (19)$$

Тут P означає головне значення інтеграла. Якщо ж припустити, що нам відомий вигляд функції  $\Delta V(r, E_s)$  при певній реперній енергії  $E_s$ , то формула (19) набуває вигляду

$$\Delta V(r, E) = \Delta V(r, E_s) + \frac{1}{\pi} (E - E_s) \text{P} \int \frac{W(r, E')}{(E' - E_s)(E' - E)} dE'. \quad (20)$$

Доданок  $\Delta V(r, E_s)$  не залежить від енергії. Вважа-

ється, що його можна врахувати включенням в  $V_0(r, E)$ . Приймаючи  $E_s = 0$ , ми припускали, що  $V_0(r, E)$  може бути представлений у вигляді фолдінг-потенціалу (4) з нормуючим множником:

$$V_0(r, E) = N_R V_{DF}(r, E), \quad (21)$$

Виходячи з припущення про слабку енергетичну залежність  $V_0(r, E)$ , нормуючий множник  $N_R$  брався незалежним від енергії.

Для обчислення інтеграла в рівнянні (20) область інтегрування ділиться на  $m$  ділянок, у межах яких  $W(r, E)$  береться лінійно залежним від енергії [23]:

$$W(r, E) = W_i + b_i(E - E_i) \quad \text{для } E_i < E < E_{i+1}, \quad (22)$$

де  $b_i = \frac{W_{i+1} - W_i}{E_{i+1} - E_i}$ ,  $W_i = W(r, E_i)$ . Тоді вважаючи,

що  $W(r, E > E_m) = W(r, E_m)$ :

$$\Delta V(r, E) = \Delta V(E_s) + \sum_{i=1}^{m-1} S_i + S_m, \quad (23)$$

де

$$S_i = \frac{1}{\pi} (b_i(E - E_i) + W_i) \ln \left| \frac{E - E_{i+1}}{E - E_i} \right| - \frac{1}{\pi} (b_i(E_s - E_i) + W_i) \ln \left| \frac{E_s - E_{i+1}}{E_s - E_i} \right|, \quad (24)$$

$$S_m = \frac{1}{\pi} W_m \ln \left| \frac{E_m - E_s}{E_m - E} \right|. \quad (25)$$

### Результати та обговорення

Дані з пружного розсіяння та злиття  $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$  аналізувались у рамках ОМ за допомогою програм GENOA [26] та FRESKO [27].

Було проаналізовано експериментальні дані диференціальних перерізів пружного розсіяння для 42 енергій ( $E_{\text{лаб.}}(^{16}\text{O}) = 20 \div 1500$  МеВ) [2 - 17], а дані перерізів злиття – для 21 енергії ( $E_{\text{лаб.}}(^{16}\text{O}) = 27 \div 170$  МеВ) [28 - 30].

Для пошуку параметрів ОМ-потенціалу застосовувався звичайний  $\chi^2$ -критерій. У випадку аналізу при одній певній енергії значення  $\chi^2$  виражається формулою

$$\chi_{E_j}^2 = \sum_{i=1}^{n_j} \left( \frac{\sigma_{OM}^{el}(E_j, \theta_i) - \sigma_{exp}^{el}(E_j, \theta_i)}{\Delta \sigma_{exp}^{el}(E_j, \theta_i)} \right)^2 + \left( \frac{\sigma_{OM}^f(E_j) - \sigma_{exp}^f(E_j)}{\Delta \sigma_{exp}^f(E_j)} \right)^2, \quad (26)$$

де  $\sigma_{OM}^{el}(E_j, \theta_i)$ ,  $\sigma_{OM}^f(E_j)$  – диференціальний переріз пружного розсіяння та переріз злиття, порашовані за ОМ;  $\sigma_{exp}^{el}(E_j, \theta_i)$ ,  $\sigma_{exp}^f(E_j)$  – експериментальні диференціальний переріз пружного розсіяння та переріз злиття;  $\Delta \sigma_{exp}^{el}(E_j, \theta_i)$ ,  $\Delta \sigma_{exp}^f(E_j)$  – похибки відповідних експериментальних перерізів;  $\theta_i$  – кут розсіяння в системі центра мас;  $E_j$  – енергія ядра  $P$ ;  $j$  – порядковий номер енергії;  $n_j$  – кількість кутів при енергії  $E_j$ , для яких поміряно переріз розсіяння.

У випадку пошуку глобального енергетично залежного потенціалу сумарне значення  $\chi^2$ , що використовувалось для мінімізації, визначалось сумуванням по всіх  $E_j$ :

$$\chi^2 = \sum_j \chi_{E_j}^2. \quad (27)$$

У процедурі мінімізації  $\chi^2$  ми, як і в роботі [7], використовували однакоку відносну похибку (10 %) для всіх експериментальних диференціальних перерізів пружного розсіяння. Така уніфікація даних була виконана для того, аби вирівняти вагові внески перерізів на передніх кутах з перерізами на середніх та зробити однаковою статистичну вагу кожного експериментального значення диференційного перерізу незалежно від енергії та кута розсіяння. Незважаючи на те що похибка перерізів злиття, як правило, була більшою за 10 %, для неї ми брали значення 2 % з метою збільшення впливу перерізів злиття на підбір параметрів оптичного потенціалу.

На першому етапі аналізу здійснювався пошук параметрів потенціалу для кожної енергії окремо. Уявна частина потенціалу вибиралась у вигляді  $WS + WSD$  (8). Для дійсного потенціалу застосовувались дві форми:  $WS2$  (2) в одному випадку та  $DF$  (3) – в іншому. Для першого випадку мінімізація  $\chi^2$  (26) здійснювалась варіацією дев'яти параметрів ( $V_0, R_V, a_V, W_S, R_{WS}, a_{WS}, W_D, R_{WD}, a_{WD}$ ), для другого – семи параметрів ( $N_R, W_S, R_{WS}, a_{WS}, W_D, R_{WD}, a_{WD}$ ). Оскільки цей аналіз враховує тільки потенціальне розсіяння, то у процедурі підгонки параметрів використовувались перерізи пружного розсіяння тільки на передніх і середніх кутах ( $\theta < 80^\circ \div 120^\circ$  залежно від енергії), де передачею альфа-частинки від кисню до вуглецю можна знехтувати [3, 18]. Очевидно, що за наявності трьох вільних параметрів, які визначають  $W_S(r)$ , немає сенсу робити підгонку одного значення перерізу злиття. Тому у підгонках при одному значенні енергії ми не враховували експериментальних значень перерізів злиття, залишивши їх у формулах (26) і (27)

тільки у випадку глобальної підгонки – при всіх значеннях енергії одночасно.

Через неоднозначність вибору параметрів потенціалу ми здійснювали численні їхні підгонки (~1000 для кожної енергії) з різними початковими значеннями. Початкові значення одержувались шляхом розігрування за методом Монте-Карло у фізично обґрунтованих межах ( $0,5 < N_R < 1,54$ ;  $0 < -V_0 < 1000$  (MeV);  $0 < -W_i < 150$  (MeV);  $0,5 < r_i < 1,8$  (фм);  $0 < a_i < 1,6$  (фм)). Із знайдених

у підгонці наборів параметрів відбирались лише ті, що мали найменші значення  $\chi^2$ .

Отримані в результаті набори параметрів (по кілька десятків прийнятних для кожної енергії) дають криві, що збираються в групи навколо всього лиш кількох характерних залежностей від  $r$ . Для прикладу на рис. 1 зображено результати такої підгонки при енергії  $E_{\text{лаб.}}(^{16}\text{O}) = 115,9$  MeV (сірі криві).

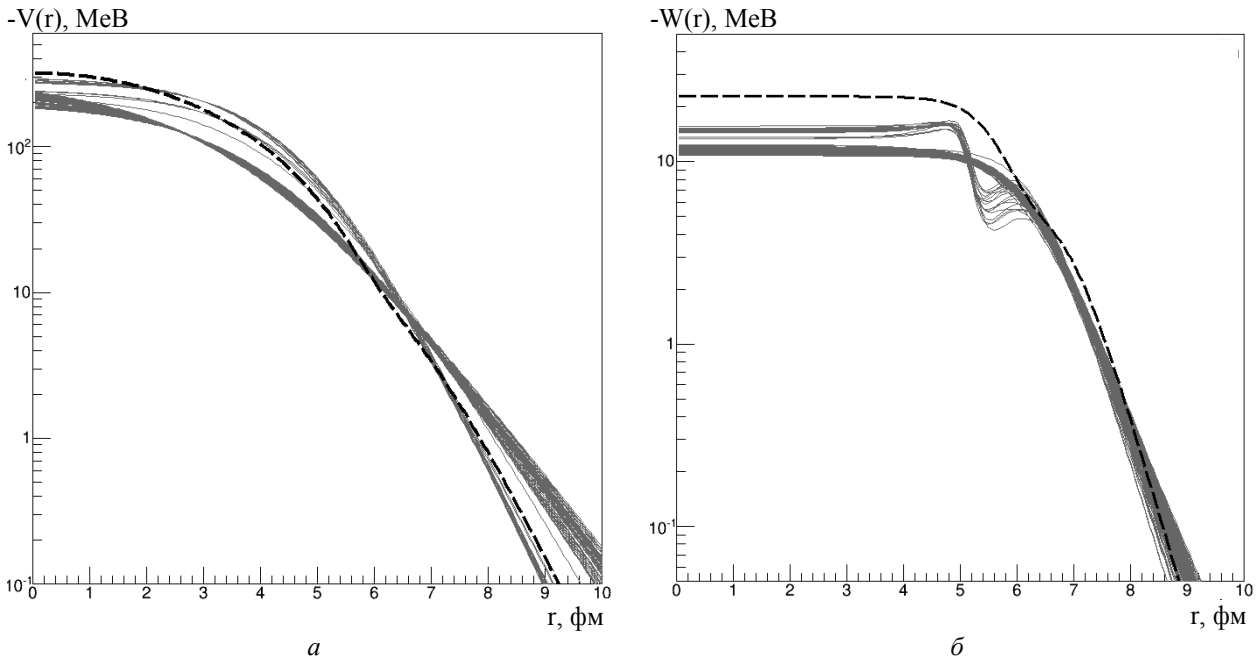


Рис. 1. Радіальні залежності дійсної ( $WS_2$ ) (а) та уявної ( $WS + WSD$ ) (б) частин потенціалів. Детальний опис див. у тексті.

Видно, що всі отримані потенціали, хоча й можуть істотно відрізнитися при малих або великих радіусах, дуже близькі за числовим значенням при  $r \approx 7$  фм, тобто в області, яка є найбільш важливою у взаємодії. Товста пунктирна крива на рисунку представляє глобальний енергетично залежний потенціал при значенні енергії  $E_{\text{лаб.}}(^{16}\text{O}) = 115,9$  MeV, одержаний унаслідок підгонки до всіх експериментальних кутових розподілів пружного розсіяння (при 42 енергіях) та

перерізів злиття (при 21 енергії). У ході цієї підгонки значення  $\chi^2$  обчислювалось за формулами (26) і (27) і враховувалось дисперсійне співвідношення (18) і (20). У результаті підгонки отримано значення нормувального множника для фолдінг-компоненти дійсної частини глобального оптичного потенціалу  $N_R = 1,10$ . Отримані параметри енергетичної залежності уявної частини потенціалу відповідно до параметризації (17) представлено в таблиці.

Параметри енергетичної залежності уявної частини потенціалу ( $N_R = 1,10$ )

Параметри	$W_S$	$W_D$	$r_{WS}$	$r_{WD}$	$a_{WS}$	$a_{WD}$
$p(+\infty)$ , MeV	39,3	39,2	-	-	-	-
$p(+\infty)$ , фм	-	-	0,91	0,99	0,53	0,95
$\Delta$ , MeV	37	2900	193	457	55	1900
$E_0$ , MeV	19,2	3	-	-	-	-
$p(0)$ , фм	-	-	1,30	1,33	0,16	0,40

Зміни характеру потенціалу з енергією можна зрозуміти, розглянувши енергетичні залежності його параметрів, наприклад геометричних: дифузність, радіус. Ще однією характеристикою потенціалу є його об'ємні інтеграли. На рис. 2а

представлено зміну з енергією об'ємного інтеграла уявної частини потенціалу

$$J_W(E) = -\frac{4\pi}{A_p A_T} \int_0^\infty W(r, E) r^2 dr. \quad (28)$$

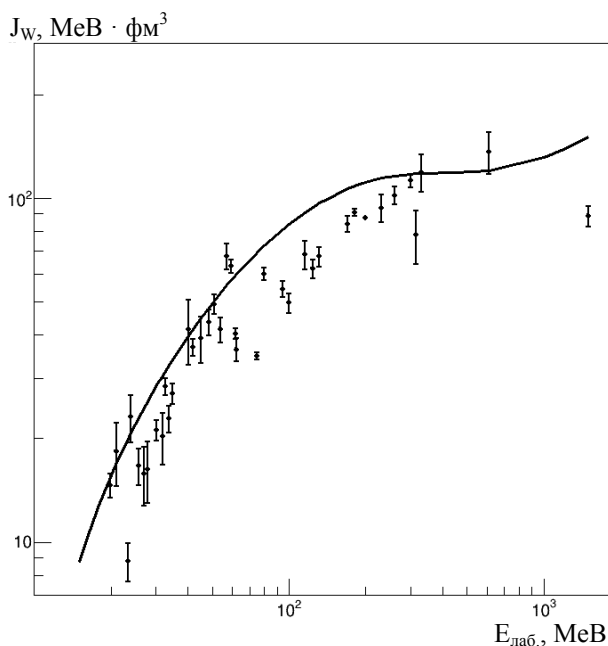


Рис. 2а. Залежність об'ємного інтеграла уявної частини потенціалу від енергії іона, що налітає. Суцільна крива відповідає енергетично залежному потенціалу, точки – усереднене значення інтеграла для потенціалів, що отримані для кожної енергії окремо.

Точками з середньоквадратичними відхиленнями позначено усереднене за великою кількістю підгонок ( $\sim 100$  з найменшими  $\chi^2$ ) значення цього інтеграла для кожної енергії. Крива показує енергетичну залежність об'ємного інтеграла уявної частини потенціалу з енергетично залежними параметрами (17). На рис. 2б показано усереднені за багатьма підгонками значення перерізів реакцій, одержані для кожної енергії окремо в рамках ОМ. Для порівняння показано експериментальні значення перерізів злиття  $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$  при різних енергіях  $^{16}\text{O}$ . Видно, що перерізи злиття мають максимуми в тих місцях, де мають максимуми перерізи реакцій, обчислені за ОМ для кожної енергії окремо. Значення енергії в цих максимумах приблизно становлять 33, 40 та 49 МеВ.

На рис. 3 кривими показано енергетичні залежності параметрів  $W_S, R_{WS}, a_{WS}, W_D, R_{WD}, a_{WD}$  глобального оптичного потенціалу та енергетичні залежності модифікованих об'ємних інтегралів [31] дійсної  $G_V$  і уявної  $G_W$  його частин

$$G_V(E) = -\frac{4\pi}{A_p A_T} \int_0^\infty g(r) V(r, E) r^2 dr, \quad (29)$$

$$G_W(E) = -\frac{4\pi}{A_p A_T} \int_0^\infty g(r) W(r, E) r^2 dr, \quad (30)$$

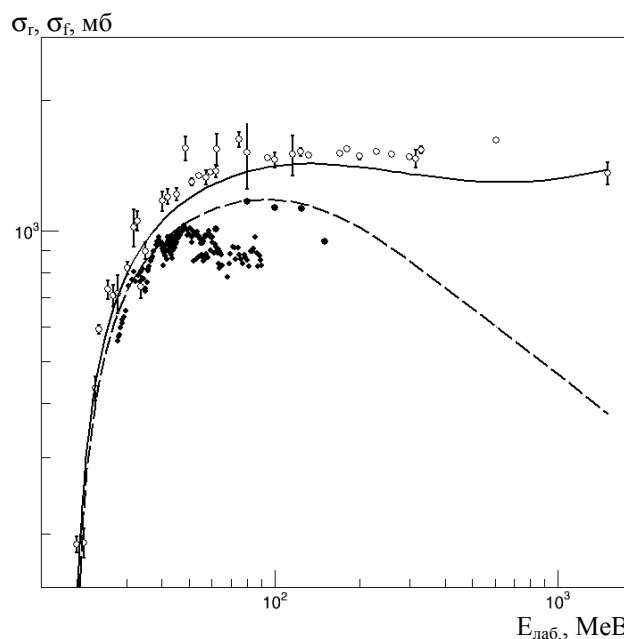


Рис. 2б. Залежність перерізів реакцій та злиття від енергії іона, що налітає. Суцільна та штрихова криві – перерізи реакцій та злиття, відповідно, розраховані за ОМ з енергетично залежним потенціалом (формули (11) і (12)). Незафарбовані кружечки – усереднені значення перерізу реакцій, пораховані за ОМ з параметрами, що отримані при підгонці для кожної енергії окремо. Зафарбованими кружечками позначено експериментально виміряні перерізи злиття з робіт [28 - 30].

$$g(r) = \exp\left(-\frac{(r - R_g)^2}{2a_g^2}\right), \quad (31)$$

тут  $g(r)$  – ваговий множник, який відображає поверхневий характер взаємодії двох ядер ( $R_g = 7$  фм,  $a_g = 1$  фм). Також на цьому рисунку точками зображені значення  $W_S, R_{WS}, a_{WS}, W_D, R_{WD}, a_{WD}, G_V$  та  $G_W$  для потенціалів, підгнаних при 12 значеннях енергії окремо. За початкові значення параметрів у цій підгонці вибирались параметри енергетично залежного потенціалу при відповідних енергіях.

Рис. 4 ілюструє опис експериментальних даних потенціалами, отриманими в результаті аналізу. На рис. 4, а представлено експериментальні дані пружного розсіяння  $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$  при  $E_{\text{лаб.}}(^{16}\text{O}) = 25,8, 75, 124, 181$  та  $300$  МеВ у порівнянні з результатами теоретичних розрахунків у рамках ОМ з використанням потенціалу, отриманого з підгонки для кожної енергії окремо. Дійсна частина потенціалу бралася у вигляді квадрата формфактора Вудса - Саксона ( $WS2$ ) або у вигляді фолдінг-потенціалу ( $DF$ ). Бачимо, що обчислення з потенціалом  $WS2$  описують дані краще, ніж з фолдінг-потенціалом. Відповідне співвідношення  $\chi^2(DF) / \chi^2(WS2)$ , усереднене за

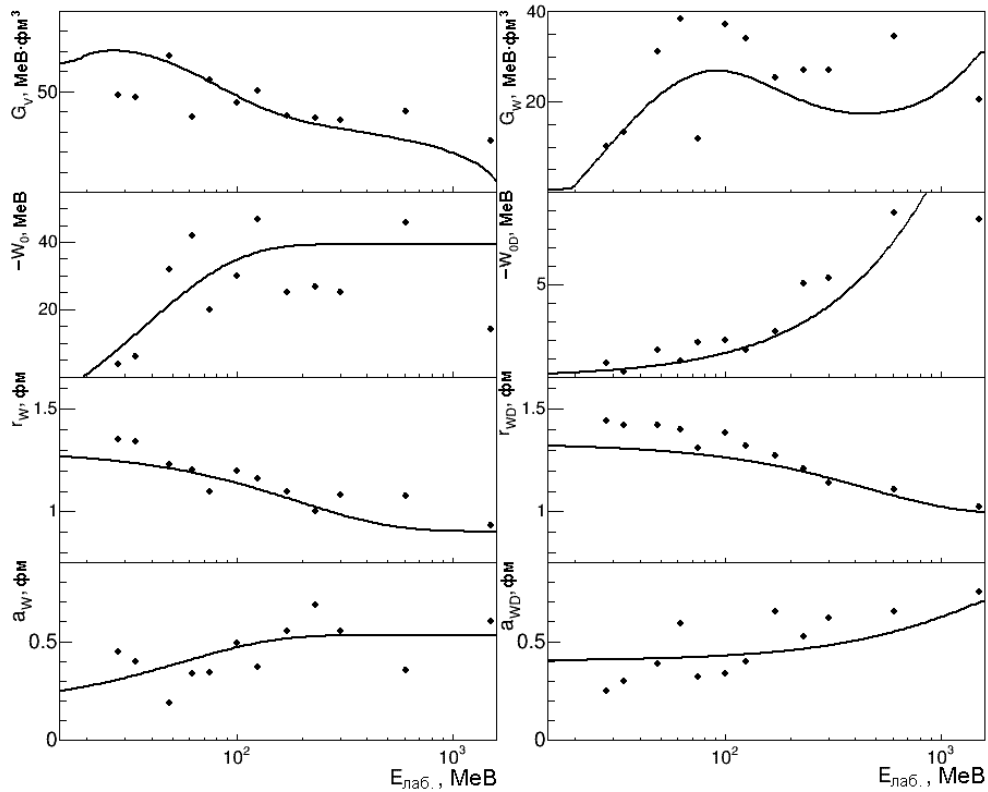


Рис. 3. Зміна параметрів та модифікованих об'ємних інтегралів оптичного потенціалу з енергією. Криві відповідають енергетично залежному потенціалу, точки – потенціалам, отриманим для кожної енергії окремо.

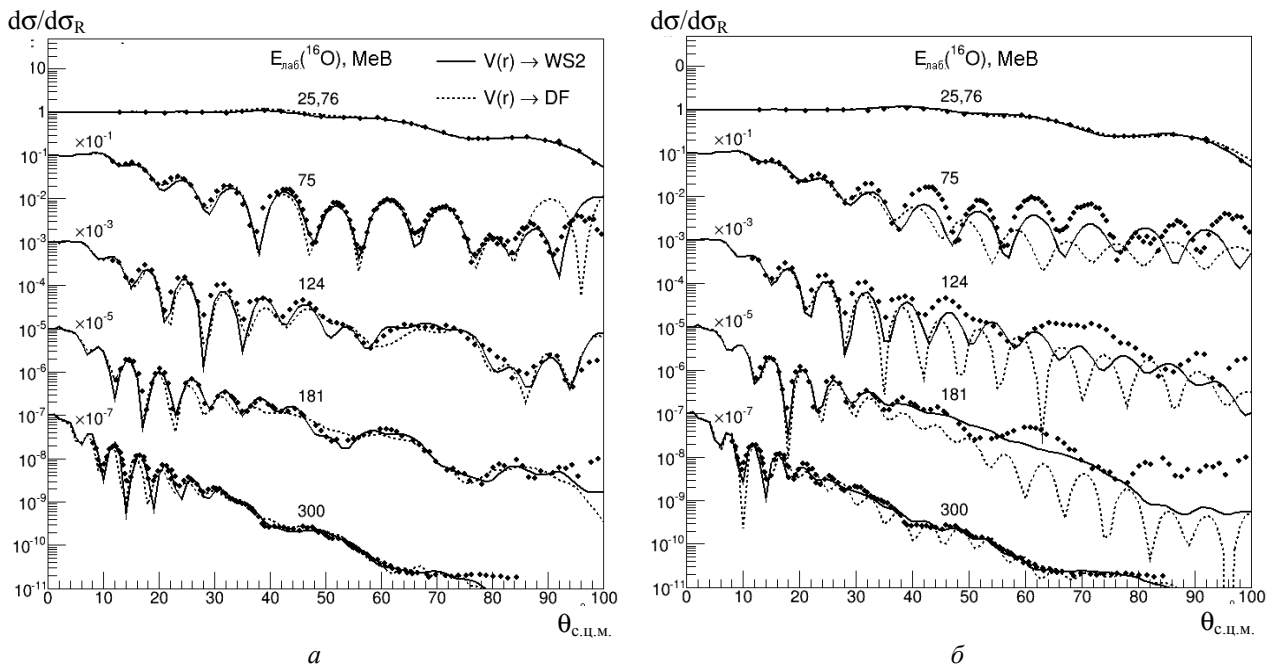


Рис. 4. Порівняння експериментальних диференціальних перерізів (у відношенні до кулонівського розсіяння) пружного розсіяння  $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$  з ОМ-перерізами: *a* – розрахунки з потенціалом, параметри якого підганялись для кожної енергії окремо (дійсної частини *WS2* – суцільні криві, *DF* – пунктирні криві); *b* – розрахунки з використанням енергозалежного потенціалу, отриманого шляхом аналізу кутових розподілів при 42 енергіях (пунктирні криві) та лише при цих п'яти енергіях (суцільні криві).

енергією, становить приблизно 1,5. Це можна пояснити тією обставиною, що для потенціалу *WS2* варіювалася як глибина потенціалу, так і його форма, а у випадку *DF* – лише глибина. На рис. 4, *б* представлено розрахунки з використан-

ням енергетично залежного оптичного потенціалу (17) і (18). При підгонці параметрів енергетичної залежності враховувався опис перерізів злиття (14) ( $\chi^2$  згідно з формулами (26) і (27)). Видно, що енергетично залежний потенціал по-

мітно гірше описує дані, ніж потенціал, розрахований для кожної енергії окремо (у середньому  $\chi^2_E(DF) / \chi^2(DF) \approx 4$ ). Однак енергетично залежний потенціал теж передає загальний хід експериментальних даних і відтворює характерні особливості кутових розподілів. При цьому потрібно врахувати, що енергетично залежний потенціал задається лише 19 параметрами в усій енергетичній області (1÷100 МеВ/нуклон). Водночас у випадку індивідуального опису кутових розподілів для кожної енергії використовується сім параметрів, тобто в загальному біля 300 параметрів для 42 кутових розподілів.

### Основні результати та висновки

Виконано систематичний аналіз кутових розподілів пружного розсіяння ядер  $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$  при 42 енергіях іона  $^{16}\text{O}$  з урахуванням перерізів злиття цих ядер у рамках ОМ.

Отримано набори параметрів оптичного потенціалу для кожної з 42 енергій окремо.

Використовуючи параметризацію (17), шляхом підгонки розрахунків за ОМ до експериментальних кутових розподілів пружного розсіяння та перерізів злиття в діапазоні енергій від 1 до 100 МеВ/нуклон було знайдено енергетичну залежність уявної частини оптичного потенціалу. Енергетична залежність дійсної частини потенціалу визначалась залежністю фолдінг-потенціалу від енергії та дисперсійним співвідношенням між дійсною та уявною частинами потенціалу.

Розрахунки з енергетично залежним потенціалом описують експериментальні перерізи задовільно, але все ж таки гірше, ніж із потенціалами, що знайдені для кожної енергії окремо. Можли-

вими фізичними причинами такого результату, на наш погляд, є:

неврахування залежності ядерного потенціалу від орбітального моменту відносного руху ядер;

вибір форми енергетичної залежності параметрів уявної частини потенціалу саме у вигляді формули (17), оскільки допустимою є ситуація, коли параметризовані функції іншого типу краще опишуть енергетичну залежність;

урахування енергетичної залежності дійсної частини потенціалу лише через залежність від енергії фолдінг-моделі та поправки відповідно до дисперсійного співвідношення; насправді, ця залежність може бути складнішою (наприклад, може існувати залежність від енергії нормувального множника  $N_R$ );

вплив на розсіяння при низьких енергіях ( $< 5\div 10$  МеВ/нуклон) резонансних процесів під час взаємодії двох ядер, що призводить до порушення гладкої енергетичної залежності параметрів ОМ-потенціалу.

У ході дослідження енергетичної залежності параметрів уявної частини оптичного потенціалу встановлено:

ріст з енергією глибин як об'ємної, так і поверхневої частин потенціалу, що спостерігалось також в інших роботах [23, 32], і пояснюється збільшенням кількості непружних каналів з ростом енергії;

зменшення з енергією параметрів радіуса як об'ємної, так і поверхневої частин потенціалу; характерно, що радіус об'ємної частини (відповідає за злиття ядер) є меншим за радіус поверхневої (відповідає за прямі процеси);

ріст з енергією параметрів дифузності як об'ємної, так і поверхневої частин потенціалу.

### СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. *Becchetti F.D., Greenlee G.W.* Nucleon-Nucleus Optical-Model Parameters,  $A > 40$ ,  $E < 50$  MeV // *Phys. Rev.* - 1969. - Vol. 182. - P. 1190 - 1209.
2. *Voos U.C., Von Oertzen W., Bock R.* Optical-model analysis of the elastic scattering of complex nuclei at low energies // *Nucl. Phys. A.* - 1969. - Vol. 135. - P. 207 - 224.
3. *Morais M.C., Lichtenthaler R.*  $\alpha$ -Spectroscopic factor of  $^{16}\text{O}_{gs}$  from the  $^{12}\text{C}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{16}\text{O}$  reaction // *Nucl. Phys.* - 2011. - Vol. 857. - P. 1 - 8.
4. *Kuehner J.A., Almavits E., Bromley D.A.* Elastic scattering of oxygen ions by carbon, magnesium and aluminium // *Phys. Rev.* - 1963. - Vol. 131. - P. 1254 - 1259.
5. *Schimizu J., Wada R., Fujii K. et al.* A Study of the Anomaly at  $E_{c.m.} = 13.7$  MeV in the  $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$  System // *J. Phys. Soc. Jpn.* - 1978. - Vol. 44. - P. 7 - 15.
6. *Charles P., Auger F., Badawy I. et al.* Resonant behavior of the  $^{16}\text{O} - ^{12}\text{C}$  elastic scattering cross section // *Phys. Lett. B.* - 1976. - Vol. 62. - P. 289 - 292.
7. *Nicoli M.P., Haas F., Freeman R.M. et al.* Detailed study and mean field interpretation of  $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$  elastic scattering at seven medium energies // *Phys. Rev. C.* - 2000. - Vol. 61. - P. 034609.
8. *Ikezoe H., Shikazono N., Tomita Y. et al.* Measurements of evaporation residues to investigate lower limiting angular momenta in fusion reactions // *Nucl. Phys. A* - 1986. - Vol. 456. - P. 298 - 316.
9. *Ogloblin A.A., Glukhov Yu.A., Trzaska W.H. et al.* New measurement of the refractive, elastic  $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$  scattering at 132, 170, 200, 230, and 260 MeV incident energies // *Phys. Rev. C.* - 2000. - Vol. 62. - P. 044601.
10. *Ogloblin A.A., Khoa Dao T., Kondo Y. et al.* Pronounced Airy structure in elastic  $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$  scattering at  $E_{lab} = 132$  MeV // *Phys. Rev. C.* - 1998. - Vol. 57. - P. 1797 - 1802.
11. *Глухов Ю.А., Гончаров С.А., Демьянова А.С. и др.*

- Исследование Эйри-структуры в упругом рассеянии  $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$  при энергиях ионов  $^{16}\text{O}$  8 - 18 МэВ/нуклон // Изв. РАН. Сер. физ. - 2001. - Т. 65, № 5. - С. 647 - 650.
12. Гончаров С.А., Изадпанах А. Дисперсионный полумикроскопический анализ ядро-ядерных столкновений на основе скорректированного потенциала свертки // Ядерная физика. - 2007. - Т. 70, № 9. - С. 1538 - 1546.
  13. Brandan M.E., Menchaca-Rocha A. Total reaction cross section for  $^{16}\text{O} - ^{12}\text{C}$  at  $E_{\text{c.m.}} = 60, 93, \text{ and } 135 \text{ MeV}$  // Phys. Rev. C. - 1981. - Vol. 23. - P. 1272 - 1273.
  14. Brandan M.E., Menchaca-Rocha A. Elastic and inelastic  $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$  scattering at 38 MeV/nucleon // Phys. Rev. C. - 1986. - Vol. 34. - P. 1484 - 1486.
  15. Roussel P., Alamanos N., Auger F. et al. Nucleus-Nucleus Potential inside the Strong-Absorption Radius from  $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$  Elastic Scattering at 94 MeV/u // Phys. Rev. Lett. - 1985. - Vol. 54. - P. 1779 - 1782.
  16. Szilner S., Haas F., Basrak Z. et al. Competition between direct and dissipative processes in the binary channels of the  $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$  and  $^{18}\text{O} + ^{12}\text{C}$  reactions // Nucl. Phys. - 2006. - Vol. A779. - P. 21 - 46.
  17. Williams D.J., Steigert F.E. Inelastic scattering of heavy ions // Nucl. Phys. - 1962. - Vol. 30. - P. 373 - 388.
  18. Rudchik A.T., Shyrma Yu.O., Kemper K.W. et al. Isotopic effects in elastic and inelastic  $^{12}\text{C} + ^{16,18}\text{O}$  scattering // Eur. Phys. J. A. - 2010. - Vol. 44. - P. 221 - 231.
  19. Gao C., Kondo Y. A deep optical potential and gross resonant structures in low energy  $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$  scattering // Phys. Lett. B. - 1997. - Vol. 408. - P. 7 - 11.
  20. Khoa Dao T., Satchler G.R. Generalized folding model for elastic and inelastic nucleus-nucleus scattering using realistic density dependent nucleon-nucleon interaction // Nucl. Phys. - 2000. - Vol. A668. - P. 3 - 41.
  21. Gontchar I.I., Hinde D.J. Double folding nucleus-nucleus potential applied to heavy-ion fusion reactions // Phys. Rev. C. - 2004. - Vol. 69. - P. 024610.
  22. Gontchar I.I., Chushnyakova M.V. A C-code for the double folding interaction potential of two spherical nuclei // Comput. Phys. Commun. - 2010. - Vol. 181. - P. 168 - 182.
  23. Satchler G.R. Heavy-ion scattering and reactions near the Coulomb barrier and "threshold anomalies" // Phys. Rep. - 1991. - Vol. 199, No. 3. - P. 147 - 190.
  24. Carstoiu F., Trache L., Tribble R.E. et al. Refractive effects in the scattering of loosely bound nuclei // Phys. Rev. C. - 2004. - Vol. 70. - P. 054610.
  25. Mahaux C., Hgo H., Satchler G.R. Causality and the threshold anomaly of the nucleus-nucleus potential // Nucl. Phys. - 1985. - Vol. A449. - P. 354 - 395.
  26. Nilsson B.S. SPI-GENOA: an Optical Model Search Code. - 1976. - (Report / The Niels Bohr Institute).
  27. Thompson I.J. Coupled reaction channels calculations in nuclear physics // Comp. Phys. Rep. - 1988. - Vol. 7. - P. 167 - 212.
  28. Sugimitsu T., Inoue H., Fujita H. et al. A detailed study of the  $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$  fusion reaction at  $E_{\text{cm}} = 19 \text{ to } 24 \text{ MeV}$  // Nucl. Phys. A - 1987. - Vol. 464. - P. 415 - 429.
  29. Beck C., Haas F., Freeman R.M. et al. Fusion cross sections of the  $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$  reaction at  $E(^{16}\text{O})$  up to 150 MeV // Phys. Rev. C. - 1984. - Vol. 29. - P. 1942.
  30. Villari A.C.C., Lepine-Szily A., Lichtenthaler Filho R. et al. Total reaction cross section and forward glory for  $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$  // Nucl. Phys. A. - 1989. - Vol. 501. - P. 605 - 620.
  31. Biswas M., Subinit Roy, Sinhta M. et al. The study of the threshold behavior of the effective potential for  $^6\text{Li} + ^{58,64}\text{Ni}$  systems // Nucl. Phys. A. - 2008. - Vol. 802. - P. 67 - 81.
  32. Szilner S., Nicoli M.P., Basrak Z. et al. Refractive elastic scattering of carbon and oxygen nuclei: The mean field analysis and Airy structures // Phys. Rev. C. - 2001. - Vol. 64. - P. 064614.

О. А. Понкратенко, В. В. Улещенко, Ю. О. Ширма

### ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПОТЕНЦИАЛА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЯДЕР $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$

В результате анализа известных из литературы данных взаимодействия ядер  $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$  в энергетическом диапазоне от 1 до 100 МэВ/нуклон получен глобальный энергетически зависимый потенциал, который удовлетворительно описывает упругое рассеяние этих ядер во всем указанном диапазоне энергий. В ходе анализа в рамках оптической модели рассчитаны дифференциальные сечения упругого рассеяния и слияния этих ядер, используя разные типы оптических потенциалов.

*Ключевые слова:* рассеяние тяжелых ионов, энергетическая зависимость параметров потенциала, оптическая модель, фолдинг-модель, оптические потенциалы.

O. A. Ponkratenko, V. V. Uleschenko, Yu. O. Shyrma

### ENERGY DEPENDENCE OF THE $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$ POTENTIAL OF INTERACTION

The  $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$  scattering data originating from various measurements in the energy range from 1 to 100 MeV/nucleon have been analyzed within optical model (OM). As a result the global energy dependent  $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$  - OM-potential has been obtained. Satisfactory description of experimental data is achieved. While analyzing differential cross sections of the elastic scattering and fusion cross sections were calculated using various types of optical potentials.

*Keywords:* heavy ions scattering, optical potentials, energy dependence of the potential parameters, optical model, folding model.

Надійшла 27.05.2013  
Received 27.05.2013