

О. І. Давидовська, В. О. Нестеров*, В. Ю. Денисов

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

*Відповідальний автор: v.nest.v@gmail.com

**ПЕРЕРІЗИ ПРУЖНОГО РОЗСІЯННЯ РЕАКЦІЙ $^{16,18}\text{O} + ^{120}\text{Sn}$,
ОДЕРЖАНІ НА ОСНОВІ ПОТЕНЦІАЛУ МОДИФІКОВАНОГО
МЕТОДУ ТОМАСА - ФЕРМІ З УРАХУВАННЯМ КОРА^a**

У рамках модифікованого методу Томаса - Фермі було розраховано густини розподілу нуклонів та потенціали ядерно-ядерної взаємодії для реакцій $^{16,18}\text{O} + ^{120}\text{Sn}$. При розрахунках враховано всі доданки з точністю до членів другого порядку по \hbar у квазікласичному розкладі кінетичної енергії. В якості нуклон-нуклонної взаємодії використовувалися сили Скірма, залежні від густини нуклонів. Використовуючи знайдені потенціали, розраховано перерізи пружного розсіяння, які добре описують відповідні експериментальні дані.

Ключові слова: модифікований метод Томаса - Фермі, ядерно-ядерний потенціал, переріз пружного розсіяння, кор відштовхування.

1. Вступ

Дослідження взаємодії атомних ядер завжди було однією з пріоритетних задач теоретичної ядерної фізики. Потенціальна енергія взаємодії між ядрами [1 - 4], особливо на малих відстанях, її величина та радіальна залежність становить особливий інтерес, оскільки такі знання дають нам змогу описувати широкий спектр характеристик ядерних реакцій, у тому числі й такі фундаментальні, як перерізи різних процесів.

Слід відзначити, що достеменно вигляд потенціалу ядерно-ядерної взаємодії наразі невідомий. Ми маємо про потенціал лише загальні відомості, згідно з якими якісно він складається з ядерної, відцентрової та кулонівської частин. Тоді як властивості останніх досліджені достатньо добре, ситуація з ядерною частиною є куди більш складною, і для її апроксимації на даний момент створено велику кількість різних моделей [1 - 25]. При цьому опис механізмів ядерних реакцій у цих моделях може бути суттєво різним, оскільки висота бар'єра та інші важливі характеристики потенціалу в їхніх рамках можуть помітно відрізнятися. З огляду на це, відомості про форму потенціалів та висоти бар'єрів є надзвичайно важливими для реалістичного опису ядерних реакцій.

Серед усього різноманіття підходів, що наразі використовуються для обчислення потенціалу ядерно-ядерної взаємодії [26 - 36], ми вирішили обрати модифікований метод Томаса - Фермі [13 - 25] із силами Скірма, що залежать від

густини, в якості нуклон-нуклонної взаємодії. Ядерно-ядерний потенціал, знайдений у цьому підході, має відштовхувальний кор, що є важливим для опису пружного розсіяння. У попередній роботі ми використали даний підхід для опису реакцій пружного розсіяння $^{16}\text{O} + ^{40}\text{Ca}$, $^{16}\text{O} + ^{56}\text{Fe}$ та $^{16}\text{O} + ^{90}\text{Zr}$ і отримали гарне узгодження з експериментальними даними [37]. Дана робота є продовженням роботи [37], і в ній ми будемо вивчати реакції пружного розсіяння $^{16,18}\text{O} + ^{120}\text{Sn}$ для різних енергій. Порівняння реакцій, які відрізняються тільки двома нейтронами в ядрі, є дуже цікавим, оскільки дає змогу виявити роль цих нейтронів у реакції пружного розсіяння. У даному випадку для сил Скірма ми будемо використовувати параметризацію SkP [32]. У рамках реалізації даного підходу у напівкласичному розкладі кінетичної енергії за ступенями \hbar будемо враховувати всі доданки з точністю до \hbar^2 . Як показав попередній досвід, це є достатньо точним наближенням, що дає змогу адекватно описувати розподіли нуклонних густин, середньоквадратичні радіуси та інші характеристики як основного, так і збуджених станів атомних ядер [26 - 32, 34].

Реакції $^{16,18}\text{O} + ^{120}\text{Sn}$ були обрані тому, що для них існують досить широкі набори експериментальних даних по пружному розсіянню. До того ж ядра, що фігурують у реакціях, є сферичними, для яких модифікований метод Томаса - Фермі дуже добре працює, що дає змогу якісно перевірити роботу методу саме на цих реакціях.

© О. І. Давидовська, В. О. Нестеров, В. Ю. Денисов, 2024

^a Представлено на XXX Щорічній науковій конференції Інституту ядерних досліджень НАН України, Київ, 25 - 29 вересня 2023 р.

У розділах 2 та 3 ми нагадаємо основні формули модифікованого методу Томаса - Фермі, розглянемо його аналітичне представлення та отримаємо вираз для ядерно-ядерного потенціалу. Розділ 4 містить розрахунок перерізів пружного розсіяння на основі знайдених потенціалів та обговорення отриманих результатів. У розділі 5 наведено висновки.

2. Потенціал ядерно-ядерної взаємодії в рамках модифікованого методу Томаса - Фермі

Нагадаємо основні формули для розрахунку потенціалу ядерно-ядерної взаємодії в рамках модифікованого методу Томаса - Фермі. Потенціал ядерно-ядерної взаємодії $V(R)$ представляється у вигляді суми ядерної $V_N(R)$, кулонівської $V_{COUL}(R)$ і відцентрової $V_l(R)$ частин:

$$V(R) = V_N(R) + V_{COUL}(R) + V_l(R), \quad (1)$$

де R – відстань між центрами мас ядер.

Для кулонівської та відцентрової взаємодії будемо використовувати стандартні вирази, явний вигляд яких можна знайти в посиланнях [19, 23, 24], а ядерну частину $V_N(R)$ потенціалу взаємодії розрахуємо в рамках модифікованого методу Томаса - Фермі у наближенні заморожених густин. Розрахунки ядерно-ядерного потенціалу взаємодії в рамках модифікованого методу Томаса - Фермі в адіабатичному наближенні наведено в [21]. На великих відстанях та в околі точки дотику ядер обидва ці наближення дають

близькі результати. При розрахунках потенціалу враховуємо в напівкласичному розкладі кінетичної енергії усі члени другого порядку по \hbar [4, 7, 8, 10, 11, 13 - 20, 22 - 25]. Нагадаємо, що для нуклон-нуклонної взаємодії ми будемо використовувати залежні від густини сили Скірма, а саме параметризацію SkP [32].

Потенціал ядерно-ядерної взаємодії визначається таким чином [8, 10]:

$$V_N(R) = E_{12}(R) - (E_1 + E_2), \quad (2)$$

де $E_{12}(R)$ і $E_{1(2)}$ – енергії двох ядер, розташованих на відстані R і на нескінченній відстані один від одного відповідно.

Зауважимо, що енергія системи на нескінченній відстані є сумою енергій зв'язку для окремих ядер:

$$E_{12}(R) = \int \varepsilon [\rho_{1p}(\bar{r}) + \rho_{2p}(\bar{r}, R), \rho_{1n}(\bar{r}) + \rho_{2n}(\bar{r}, R)] d\bar{r}, \quad (3)$$

$$E_{1(2)} = \int \varepsilon [\rho_{1(2)p}(\bar{r}), \rho_{1(2)n}(\bar{r})] d\bar{r}. \quad (4)$$

Тут $\rho_{1(2)p}$ та $\rho_{1(2)n}$ – нейтронна та протонна густина ядра 1(2) відповідно, $\varepsilon[\rho_{1(2)p}(\bar{r}), \rho_{1(2)n}(\bar{r})]$ – густина енергії, R є відстанню між центрами мас ядер. Нуклонні густини ядер у процесі зіткнення не змінюються.

Густину енергії ми можемо розглядати як суму кінетичної, потенціальної та кулонівської частин, за використання сил Скірма її вигляд добре відомий [24 - 28, 30, 32, 37, 38]:

$$\begin{aligned} \varepsilon = \varepsilon_{kin} + \varepsilon_{pot} + \varepsilon_{coul} = & \frac{\hbar^2}{2m} \tau + \frac{1}{2} t_0 \left[\left(1 + \frac{1}{2} x_0 \right) \rho^2 - \left(x_0 + \frac{1}{2} \right) \cdot (\rho_n^2 + \rho_p^2) \right] + \\ & + \frac{1}{12} t_3 \rho^\alpha \left[\left(1 + \frac{1}{2} x_3 \right) \rho^2 - \left(x_3 + \frac{1}{2} \right) \cdot (\rho_n^2 + \rho_p^2) \right] + \\ & + \frac{1}{4} \left[t_1 \left(1 + \frac{1}{2} x_1 \right) + t_2 \left(1 + \frac{1}{2} x_2 \right) \right] \tau \rho + \frac{1}{4} \left[t_2 \left(x_2 + \frac{1}{2} \right) - t_1 \left(x_1 + \frac{1}{2} \right) \right] \times \\ & \times (\tau_n \rho_n + \tau_p \rho_p) + \frac{1}{16} \left[3 t_1 \left(1 + \frac{1}{2} x_1 \right) - t_2 \left(1 + \frac{1}{2} x_2 \right) \right] (\nabla \rho)^2 - \\ & - \frac{1}{16} \left[3 t_1 \left(x_1 + \frac{1}{2} \right) + t_2 \left(x_2 + \frac{1}{2} \right) \right] \times \left((\nabla \rho_n)^2 + (\nabla \rho_p)^2 \right) + \\ & + \frac{1}{2} W_0 \left[J \nabla \rho + J_n \nabla \rho_n + J_p \nabla \rho_p \right] + \varepsilon_{coul}. \end{aligned} \quad (5)$$

Через ε_{kin} ми позначили густину кінетичної енергії, яка є першим доданком у виразі, ε_{pot} –

потенціальної, а ε_{coul} є густиною кулонівської енергії [4, 7, 10]. Величини $t_0, t_1, t_2, t_3, x_0, x_1, x_2, x_3,$

α , W_0 є параметрами взаємодії Скірма. Доданки, пропорційні t_0 та t_3 , відповідають силам нульового радіуса дії. Доданок, пропорційний t_0 , пов'язаний з притяганням, на той час як доданок з t_3 задає відштовхування і зростає при збільшенні густини ядерної речовини. Це запобігає колапсу ядерних систем. Доданки, пропорційні t_1 та t_2 , вносять поправку на скінченність радіуса дії ядерних сил. При збільшенні величини нуклонної густини внесок цих членів до загальної енергії зростає. Константи x_0 , x_1 , x_2 та x_3 описують обмінні ефекти й пов'язані зі спіновою та ізоспіновою асиметріями, W_0 є константою спін-орбітальної взаємодії.

З точністю до членів другого порядку по \hbar густина кінетичної енергії має вигляд $\tau = \tau_{TF} + \tau_2$ [7, 8, 10, 11, 24, 27, 28, 37], де $\tau = \tau_p + \tau_n$ – сума густин кінетичних енергій протонів і нейтронів. Тут

$$\tau_{TF, n(p)} = k \rho_{n(p)}^{5/3} \quad (6)$$

є густиною кінетичної енергії нейтронів (протонів) у наближенні Томаса - Фермі [27, 28],

$$f_q = 1 + \frac{2m}{\hbar^2} \left[\frac{1}{4} \left[t_1 \left(1 + \frac{1}{2} x_1 \right) + t_2 \left(1 + \frac{1}{2} x_2 \right) \right] \rho + \frac{1}{4} \left[t_2 \left(x_2 + \frac{1}{2} \right) - t_1 \left(x_1 + \frac{1}{2} \right) \right] \rho_q \right] \quad (9)$$

де W_0 є константою спін-орбітальної взаємодії і залежить від вибору параметризації сил Скірма. Внесок доданку Томаса - Фермі є домінантним,

$k = \frac{5}{3} (3\pi^2)^{2/3}$, а τ_2 – повний вираз для градієнтної поправки другого порядку по \hbar [27, 28]:

$$\tau_{2q} = b_1 \frac{(\nabla \rho_q)^2}{\rho_q} + b_2 \nabla^2 \rho_q + b_3 \frac{(\nabla f_q \nabla \rho_q)}{f_q} + b_4 \rho_q \frac{\nabla^2 f_q}{f_q} + b_5 \rho_q \left(\frac{\nabla f_q}{f_q} \right)^2 + b_6 h_m^2 \rho_q \left(\frac{\bar{W}_q}{f_q} \right)^2, \quad (7)$$

у якій $q = n(p)$, $b_1 = 1/36$, $b_2 = 1/3$, $b_3 = 1/6$, $b_4 = 1/6$, $b_5 = -1/12$ та $b_6 = 1/2$ – числові коефіцієнти, $h_m = \hbar^2 / 2m$, останній доданок у формулі (7) пов'язаний з урахуванням спін-орбітальної взаємодії, в якому

$$\bar{W}_q = \frac{\delta \varepsilon(r)}{\delta \bar{J}_q(r)} = \frac{W_0}{2} \nabla(\rho + \rho_q), \quad (8)$$

а величина f_q виражається через параметри сил Скірма:

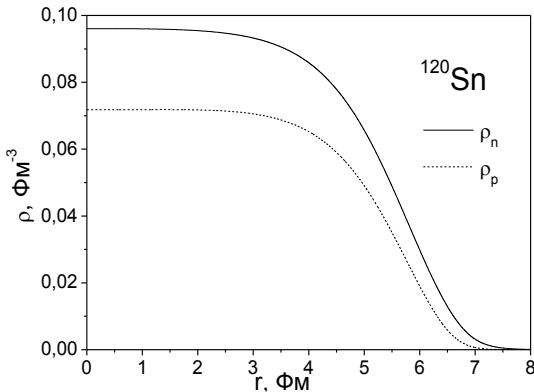
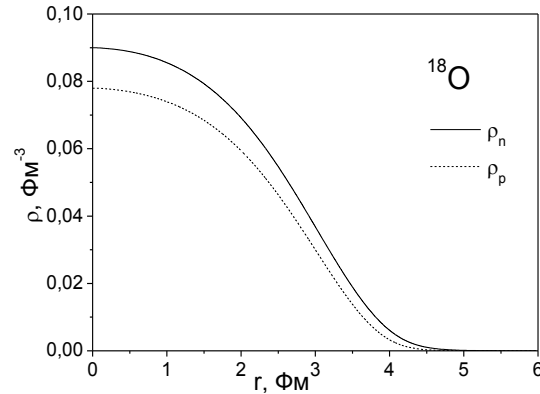
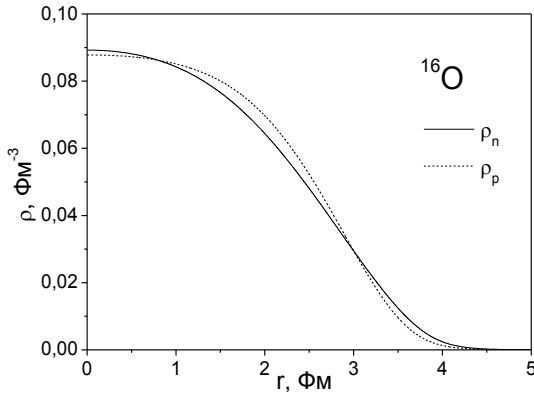


Рис. 1. Густина розподілу нуклонів для ядер $^{16,18}\text{O}$ та ^{120}Sn , одержані в рамках модифікованого методу Томаса - Фермі.

Розглянемо реакції пружного розсіяння $^{16,18}\text{O} + ^{120}\text{Sn}$. Використовуючи модифікований підхід Томаса - Фермі, побудуємо потенціал ядерно-ядерної взаємодії для цих систем. При розрахунку використовуються густини розподілу нуклонів у взаємодіючих ядрах, які ми одержуємо в рамках того ж самого модифікованого підходу Томаса - Фермі із силами Скірма. На рис. 1 показано густини розподілу нуклонів для ядер $^{16,18}\text{O}$ та ^{120}Sn , одержані в рамках даного методу.

Використовуючи знайдені нуклонні густини, отримуємо вираз для густини енергії та розраховуємо потенціал ядерно-ядерної взаємодії в рамках модифікованого підходу Томаса - Фермі із силами Скірма (1) - (9). Ядерну частину одержаних нами потенціалів взаємодії для реакцій $^{16,18}\text{O}$ та ^{120}Sn наведено на рис. 2.

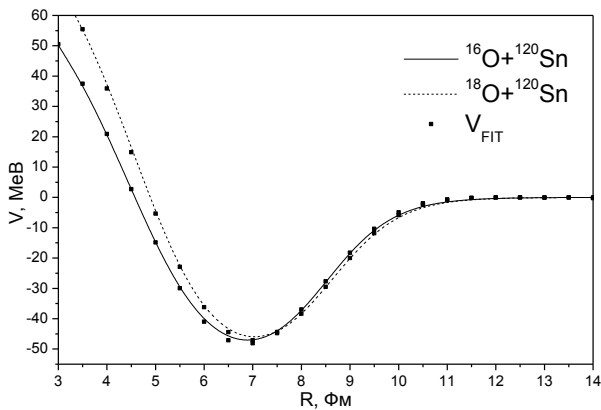


Рис. 2. Потенціали взаємодії для реакцій $^{16,18}\text{O} + ^{120}\text{Sn}$, одержані в рамках модифікованого методу Томаса-Фермі, а також представлення відповідного потенціалу в аналітичній формі (V_{FIT}).

З рисунка видно, що знайдені потенціали мають цілком реалістичну форму і демонструють наявність кора відштовхування на малих відстанях.

3. Представлення потенціалу ядерно-ядерної взаємодії в аналітичній формі

Для проведення подальших розрахунків було б зручно представити одержаний нами потенціал

в аналітичній формі, при цьому форма параметризації потенціалу повинна враховувати наявність кора відштовхування для адекватного опису перерізів пружного розсіяння. З огляду на це, традиційна форма параметризації Вудса - Саксона нам не підходить. Для того, щоб врахувати наявність кора на малих відстанях, приєднаємо до потенціалу Вудса - Саксона ще один доданок, за формою аналогічний виразу для кінетичної енергії у методі Томаса - Фермі, який повинен забезпечити необхідне відштовхування на малих відстанях. Тобто, загальний вираз для потенціалу набуває вигляду [37]

$$V_{FIT}(R) = V_{WS}(R) + V_{kin}(R). \quad (10)$$

Тут $V_{WS}(R)$ – потенціал Вудса - Саксона,

$$V_{WS}(R) = \frac{-V_0}{1 + e^{(R-R_0)/d_0}}, \quad (11)$$

а $V_{kin}(R)$ – це кінетичний доданок у формі методу Томаса - Фермі, де в якості нуклонної густини використовується розподіл Фермі

$$V_{kin}(R) \approx \rho(R)^{5/3} = \left(\frac{N_C}{1 + e^{(R-C)/a}} \right)^{5/3}. \quad (12)$$

Отже остаточно аналітичний вираз потенціалу має такий вигляд:

$$V_{FIT}(R) = \frac{-V_0}{1 + e^{\frac{R-R_0}{d_0}}} + \left(\frac{N_C}{1 + e^{(R-C)/a}} \right)^{5/3}. \quad (13)$$

Параметри підгонки V_0 , R_0 , d_0 , N_C , C , a у формулі (13) знаходимо через мінімізацію для максимально точного опису реалістичного потенціалу, знайденого в рамках модифікованого підходу Томаса - Фермі із силами Скірма. Отримані параметри потенціалу для реакцій, що розглядаються у роботі, наведено у табл. 1.

Таблиця 1. Параметри аналітичного представлення потенціалу для розглянутих реакцій

Реакція	V_0 , MeV	R_0 , фм	d_0 , фм	N_C , MeV ^{3/5}	C , фм	a , фм
$^{16}\text{O} + ^{120}\text{Sn}$	57,9307	8,4744	0,6798	19,0895	4,9809	1,0418
$^{18}\text{O} + ^{120}\text{Sn}$	56,4994	8,5957	0,6777	20,5564	5,0659	1,0010

На рис. 2 представлено апроксимацію ядерної частини потенціалів взаємодії. З рисунка видно, що запропонована аналітична форма потенціалу підгонки досить точно описує реалістичний потенціал ядерно-ядерної взаємодії. Як впливає з таблиці та рис. 2, величини та параметри потенціалів для систем $^{16,18}\text{O} + ^{120}\text{Sn}$ дуже близькі.

4. Розрахунки перерізів пружного розсіяння

Розрахуємо перерізи пружного розсіяння для систем $^{16}\text{O} + ^{120}\text{Sn}$ і $^{18}\text{O} + ^{120}\text{Sn}$ у рамках оптичної моделі. При цьому як дійсну частину потенціалу використаємо знайдені нами потенціали ядерно-ядерної взаємодії (13) з відповідними параметрами з табл. 1, що апроксимують ядерно-ядерний

потенціал, одержаний у рамках модифікованого методу Томаса - Фермі, а уявну частину потенціалу беремо в такому вигляді [2, 4]

$$W(R) = - \frac{W_w}{1 + \exp\left[\frac{R - r_w(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})}{d_w}\right]} - \frac{W_s \exp\left[\frac{R - r_s(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})}{d_s}\right]}{d_s \left\{ 1 + \exp\left[\frac{R - r_s(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})}{d_s}\right] \right\}^2}, \quad (14)$$

де W_w , r_w , d_w , W_s , r_s , d_s – це сила, радіус та дифузність об'ємної (W) та поверхневої (S) частин уявного ядерного потенціалу.

Ми розглядаємо реакції пружного розсіяння для систем $^{16}\text{O} + ^{120}\text{Sn}$ за енергії пучка $E_{lab} = 55$ та $65,75$ МеВ, $^{18}\text{O} + ^{120}\text{Sn}$ за енергії пучка $E_{lab} = 60$, $66,73$ та 72 МеВ. Перерізи пружного розсіяння було розраховано за допомогою потенціалу (13). Параметри уявної частини W_w , r_w , d_w , W_s , r_s , d_s було знайдено підгонкою експериментальних перерізів пружного розсіяння. Значення цих параметрів представлено в табл. 2 і 3. Як можемо бачити з таблиць, величини параметрів r_w та r_s для систем $^{16,18}\text{O} + ^{120}\text{Sn}$ дуже близькі. Однак, у випадку системи $^{18}\text{O} + ^{120}\text{Sn}$, величини параметрів W_w , W_s , d_w та d_s більші, ніж відповідні значення для системи $^{16}\text{O} + ^{120}\text{Sn}$. Збільшені значення параметрів W_w та W_s вказують на більш суттєвий вплив інших каналів у випадку системи $^{18}\text{O} + ^{120}\text{Sn}$, а збільшені значення параметрів d_w та d_s вказують на внесок додаткових нейтронів у дифузність нуклонної густини та потенціалу.

Таблиця 2. Параметри уявної частини потенціалу (14) для реакцій $^{16}\text{O} + ^{120}\text{Sn}$

Енергія	W_w , МеВ	r_w , фМ	d_w , фМ	W_s , МеВ	r_s , фМ	d_s , фМ
$E_{lab} = 55$ МеВ	22,687	1,129	0,300	5,964	1,299	0,572
$E_{lab} = 65,75$ МеВ	24,566	1,131	0,301	6,355	1,329	0,648

Таблиця 3. Параметри уявної частини потенціалу (14) для реакцій $^{18}\text{O} + ^{120}\text{Sn}$

Енергія	W_w , МеВ	r_w , фМ	d_w , фМ	W_s , МеВ	r_s , фМ	d_s , фМ
$E_{lab} = 60$ МеВ	25,173	1,131	0,309	6,739	1,335	0,649
$E_{lab} = 66,73$ МеВ	26,911	1,132	0,314	6,740	1,336	0,650
$E_{lab} = 72$ МеВ	29,829	1,133	0,320	8,999	1,399	0,786

Результати розрахунків перерізів пружного розсіяння для систем $^{16}\text{O} + ^{120}\text{Sn}$ за енергії пучка

$E_{lab} = 55$ та $65,75$ МеВ, $^{18}\text{O} + ^{120}\text{Sn}$ за енергії пучка $E_{lab} = 60$, $66,73$ та 72 МеВ представлено на рис. 3 і 4.

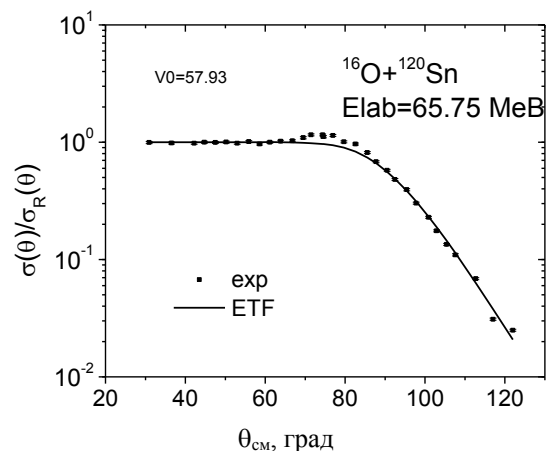
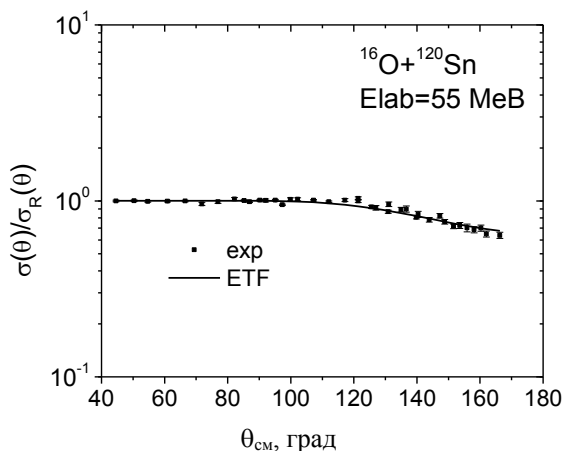


Рис. 3. Поперечний переріз пружного розсіяння для системи $^{16}\text{O} + ^{120}\text{Sn}$ за енергії пучка $E_{lab} = 55$ та $65,75$ МеВ, розрахований у рамках модифікованого наближення Томаса - Фермі із силами Скірма (ETF), залежними від густини. Експериментальні дані (exp) взято з роботи [39].

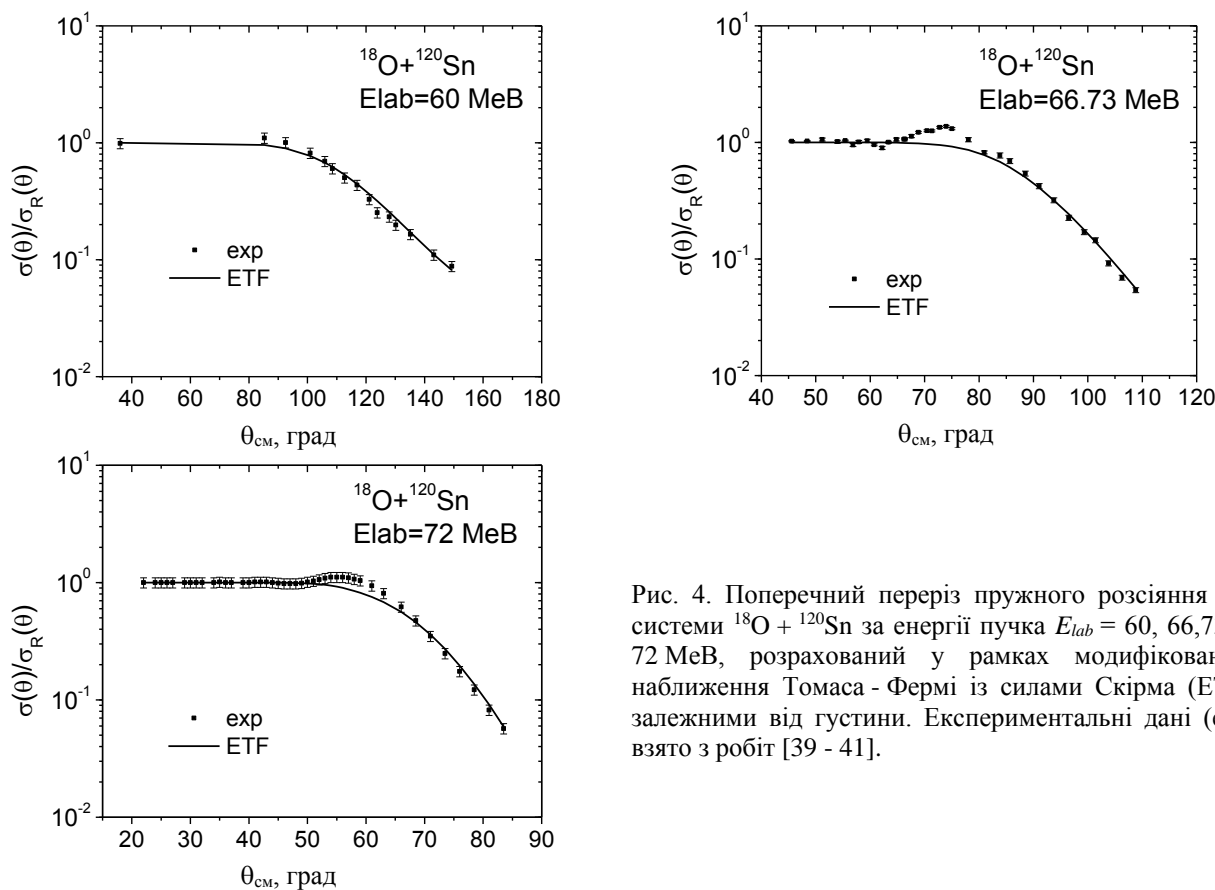


Рис. 4. Поперечний переріз пружного розсіяння для системи $^{18}\text{O} + ^{120}\text{Sn}$ за енергії пучка $E_{lab} = 60, 66,73$ та 72 MeB, розрахований у рамках модифікованого наближення Томаса - Фермі із силами Скірма (ETF), залежними від густини. Експериментальні дані (exp) взято з робіт [39 - 41].

Розрахований поперечний переріз пружного розсіяння представлено у вигляді, нормованому до поперечного перерізу Резерфорда. Експериментальні дані взято з робіт [39 - 41] відповідно. Як видно з рисунків, отримані нами перерізи пружного розсіяння добре узгоджуються з відповідними експериментальними даними.

5. Висновки

У даній роботі в рамках модифікованого підходу Томаса - Фермі із залежними від густини силами Скірма було розраховано потенціали ядерно-ядерної взаємодії для систем $^{16}\text{O} + ^{120}\text{Sn}$ та $^{18}\text{O} + ^{120}\text{Sn}$. Густина нуклонів було отримано в тому ж самому підході. Для сил Скірма було використано параметризацію SkP. У знайдених потенціалах наявний кор відштовхування, що є важливим при розрахунках поперечного перерізу пружного розсіяння.

Використовуючи знайдені потенціали ядерно-ядерної взаємодії, розраховано перерізи пружного розсіяння для систем $^{16,18}\text{O} + ^{120}\text{Sn}$ при різних енергіях. Зазначимо, що при розрахунках використовувався однаковий вираз дійсної частини ядерно-ядерного потенціалу для кожної реакції за різних енергій, а підганялася лише уявна частина. Продемонстровано, що одержані нами перерізи добре узгоджуються з експериментальними даними.

Як показав наш аналіз, величини реальних частин потенціалів та параметрів r_w та r_s для систем $^{16,18}\text{O} + ^{120}\text{Sn}$ дуже близькі. Однак, у випадку системи $^{18}\text{O} + ^{120}\text{Sn}$ величини параметрів W_w , W_s , d_w та d_s більші, ніж відповідні значення для системи $^{16}\text{O} + ^{120}\text{Sn}$. Це вказує на більш суттєвий вплив інших каналів у випадку системи $^{18}\text{O} + ^{120}\text{Sn}$ та внесок додаткових нейтронів у дифузність нуклонної густини та потенціалу.

СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ / REFERENCES

1. R. Bass. *Nuclear Reactions with Heavy Ions* (Berlin, Heidelberg, Springer-Verlag, 1980) 410 p.
2. G.R. Satchler. *Direct Nuclear Reactions* (Oxford, Clarendon Press, 1983) 833 p.
3. P. Fröbrich, R. Lipperheide. *Theory of Nuclear Reactions* (Oxford, Clarendon Press, 1996).
4. В.Ю. Денисов, В.А. Плюйко. *Проблеми фізики атомного ядра и ядерных реакций* (К.: Изд-во полиграф. центр «Киевский университет», 2013) 432 с. / V.Yu. Denisov, V.A. Plujko. *Problems of Nuclear Physics and Nuclear Reactions* (Kyiv: Publishing and Printing Center "Kyiv University", 2013) 432 p. (Rus)
5. J. Blocki et al. Proximity forces. *Ann. Phys.* 105 (1977) 427.
6. W.D. Myers, W.J. Świątecki. Nucleus-nucleus pro-

- ximity potential and superheavy nuclei. *Phys. Rev. C* **62** (2000) 044610.
7. V.Yu. Denisov, V.A. Nesterov. Potential of interaction between nuclei and nucleon-density distribution in nuclei. *Phys. At. Nucl.* **69** (2006) 1472.
 8. V.Yu. Denisov. Interaction potential between heavy ions. *Phys. Lett. B* **526** (2002) 315.
 9. H.J. Krappe, J.R. Nix, A.J. Sierk. Unified nuclear potential for heavy-ion elastic scattering, fusion, fission, and ground-state masses and deformations. *Phys. Rev. C* **20** (1979) 992.
 10. V.Yu. Denisov, W. Nöthenberg. Entrance channel potentials in the synthesis of the heaviest nuclei. *Eur. Phys. J. A* **15** (2002) 375.
 11. V.Yu. Denisov. Nucleus-nucleus potential with shell correction contribution. *Phys. Rev. C* **91** (2015) 024603.
 12. A. Winther. Dissipation, polarization and fluctuation in grazing heavy-ion collisions and the boundary to the chaotic regime. *Nucl. Phys. A* **594** (1995) 203.
 13. V.Yu. Denisov, O.I. Davidovskaya. Elastic scattering of heavy nuclei and nucleus-nucleus potential with repulsive core. *Phys. At. Nucl.* **73** (2010) 404.
 14. V.Yu. Denisov, O.I. Davidovskaya. Repulsive core potential and elastic heavy-ion collisions. *Ukr. J. Phys.* **54**(7) (2009) 669.
 15. K.A. Brueckner, J.R. Buchler, M.M. Kelly. New theoretical approach to nuclear heavy-ion scattering. *Phys. Rev.* **173** (1968) 944.
 16. J. Fleckner, U. Mosel. Antisymmetrization effects in heavy ion potentials. *Nucl. Phys. A* **277** (1977) 170.
 17. О.І. Давидовська, В.Ю. Денисов, В.О. Нестеров. Ядерно-ядерний потенціал із відштовхувальним кором і пружне розсіяння. Частина 1. Потенціал ядерно-ядерної взаємодії. *Ядерна фізика та енергетика* **11**(1) (2010) 25. / O.I. Davidovskaya, V.Yu. Denisov, V.O. Nesterov. Nucleus-nucleus potential with repulsive core and elastic scattering. Part 1. Nucleus-nucleus interaction potential. *Nucl. Phys. At. Energy* **11**(1) (2010) 25. (Ukr); О.І. Давидовська, В.Ю. Денисов, В.О. Нестеров. Ядерно-ядерний потенціал із відштовхувальним кором і пружне розсіяння. Частина 2. Перерізи пружного розсіяння з урахуванням і без урахування кора. *Ядерна фізика та енергетика* **11**(1) (2010) 33. / O.I. Davidovskaya, V.Yu. Denisov, V.A. Nesterov. Nucleus-nucleus potential with repulsive core and elastic scattering. Part 2. The elastic scattering cross sections with and without core. *Nucl. Phys. At. Energy* **11**(1) (2010) 33. (Ukr).
 18. В.Ю. Денисов, О.І. Давидовская. Упругое рассеяние тяжелых ионов и ядерно-ядерный потенциал с отталкивающим кором. *Изв. РАН Сер. Физ.* **74**(4) (2010) 611. / V.Yu. Denisov, O.I. Davidovskaya. Elastic scattering of heavy ions and the nucleus-nucleus potential with a repulsive core. *Bull. Rus. Ac. Sci.: Phys.* **74**(4) (2010) 572. (Rus)
 19. O.I. Davidovskaya, V.Yu. Denisov, V.A. Nesterov. Effective nucleus-nucleus potential with the contribution of the kinetic energy of nucleons, and the cross-sections of elastic scattering and subbarrier fusion. *Ukr. J. Phys.* **62** (2017) 473.
 20. V.A. Nesterov. Effect of the Pauli exclusion principle and the polarization of nuclei on the potential of their interaction for the example of the $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ system. *Phys. At. Nucl.* **76** (2013) 577.
 21. V.O. Nesterov. Influence of the Pauli exclusion principle and the polarization of nuclei on the nuclear part of the interaction potential in the $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ system. *Nucl. Phys. A* **974** (2018) 124.
 22. O.I. Davidovskaya, V.Yu. Denisov. Elastic $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ scattering and nucleus-nucleus potential with a repulsive core. *Ukr. J. Phys.* **55** (2010) 861.
 23. О.І. Давидовська, В.Ю. Денисов, В.О. Нестеров. Ядерно-ядерний потенціал, перерізи пружного розсіяння та підбар'єрного злиття для системи $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$. *Ядерна фізика та енергетика* **19** (2018) 203. / O.I. Davidovska, V.Yu. Denisov, V.O. Nesterov. Nucleus-nucleus potential, the elastic scattering and subbarrier fusion cross sections for the system $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$. *Nucl. Phys. At. Energy* **19** (2018) 203. (Ukr)
 24. O.I. Davydovska, V.Yu. Denisov, V.A. Nesterov. Comparison of the nucleus-nucleus potential evaluated in the double-folding and energy density approximations and the cross-sections of elastic scattering and fusion of heavy ions. *Nucl. Phys. A* **989** (2019) 214.
 25. В.О. Нестеров, О.І. Давидовська, В.Ю. Денисов. Розрахунки перерізів підбар'єрного злиття та пружного розсіяння важких іонів за допомогою модифікованого підходу Томаса - Фермі із силами Скірма. *Ядерна фізика та енергетика* **20** (2019) 349. / V.O. Nesterov, O.I. Davydovska, V.Yu. Denisov. Calculation of the cross-sections of sub-barrier fusion and elastic scattering of heavy ions using the modified Thomas - Fermi approach with the Skyrme force. *Nucl. Phys. At. Energy* **20** (2019) 349. (Ukr)
 26. P. Ring, P. Schuck. *The Nuclear Many-Body Problem* (Berlin, Heidelberg, Springer-Verlag, 1980) 718 p.
 27. M. Brack, C. Guet, H.-B. Håkanson. Selfconsistent semiclassical description of average nuclear properties – a link between microscopic and macroscopic models. *Phys. Rep.* **123** (1985) 275.
 28. M. Brack, R.K. Bhaduri. *Semiclassical Physics* (Boston, Addison-Wesley, 1997) 444 p.
 29. V.M. Strutinsky, A.G. Magner, V.Yu. Denisov. Density distributions in nuclei. *Z. Phys. A* **322** (1985) 149.
 30. J. Dobaczewski, W. Nazarewicz, P.-G. Reinhard. Pairing interaction and self-consistent densities in neutron-rich nuclei. *Nucl. Phys. A* **693** (2001) 361.
 31. D. Vautherin, D.M. Brink. Hartree-Fock calculations with Skyrme's interaction. I. Spherical nuclei. *Phys. Rev. C* **5** (1972) 626.
 32. J. Bartel et al. Towards a better parametrisation of Skyrme-like effective forces: A critical study of the SkM force. *Nucl. Phys. A* **386** (1982) 79.
 33. S.A. Fayans et al. Nuclear isotope shifts within the local energy-density functional approach. *Nucl. Phys. A* **676** (2000) 49.

34. J.W. Negele. The mean-field theory of nuclear structure and dynamics. *Rev. Mod. Phys.* **54** (1982) 913.
35. T.H.R. Skyrme. The effective nuclear potential. *Nucl. Phys.* **9** (1958-1959) 615.
36. H. Feshbach. The optical model and its justification. *Ann. Rev. Nucl. Sci.* **8** (1958) 49.
37. V.A. Nesterov, O.I. Davydovska, V.Yu. Denisov. Elastic scattering cross-sections obtained on the basis of the potential of the modified Thomas-Fermi method and taking the core into account. *Ukr. J. Phys.* **67** (2022) 645.
38. O.I. Davydovska, V.A. Nesterov, V.Yu. Denisov. The nucleus-nucleus potential within the extended Thomas-Fermi method and the cross-sections of subbarrier fusion and elastic scattering for the systems $^{16}\text{O} + ^{58,60,62,64}\text{Ni}$. *Nucl. Phys. A* **1002** (2020) 121994.
39. B.C. Robertson et al. Elastic scattering of $^{16,18}\text{O}$ by $^{116,120}\text{Sn}$ at energies near the Coulomb barrier. *Phys. Rev. C* **4** (1971) 2176.
40. H.G. Bohlen et al. The (^{18}O , ^{16}O) reaction on even tin isotopes. *Z. Phys. A* **273** (1975) 211.
41. K.E. Rehm et al. Inelastic scattering of heavy ions. *Phys. Rev. C* **12** (1975) 1945.

O. I. Davydovska, V. O. Nesterov*, V. Yu. Denisov

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

*Corresponding author: v.nest.v@gmail.com

**ELASTIC SCATTERING CROSS-SECTIONS OF $^{16,18}\text{O} + ^{120}\text{Sn}$ REACTIONS
BASED ON THE POTENTIAL OF THE MODIFIED THOMAS - FERMI METHOD
WITH CONSIDERATION OF THE CORE**

Nucleon density distributions and nucleus-nucleus interaction potentials for the reactions $^{16,18}\text{O} + ^{120}\text{Sn}$ were obtained within the framework of the modified Thomas - Fermi method. In the calculations, all terms up to the second order in \hbar in the quasi-classical distribution of kinetic energy were taken into account. Density-dependent Skyrme forces were used as nucleon-nucleon interaction. Using the found potentials, cross-sections of elastic scattering were calculated, which well describe the corresponding experimental data.

Keywords: modified Thomas - Fermi method, nuclear-nuclear potential, elastic scattering cross-section, repulsion core.

Надійшла/Received 08.11.2023