

ПРУЖНЕ РОЗСІЯННЯ $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ І ЯДЕРНО-ЯДЕРНИЙ ПОТЕНЦІАЛ ІЗ ВІДШТОВХУВАЛЬНИМ КОРОМ

О.І. ДАВИДОВСЬКА, В.Ю. ДЕНИСОВ

УДК 539.14
© 2010

Інститут ядерних досліджень НАН України
(Просп. Науки, 47, Київ 03680)

Пружне розсіяння $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ при енергіях 124, 145, 250, 350, 480 MeV проаналізовано в рамках оптичної моделі з використанням ядерно-ядерного потенціалу з відштовхувальним кором. Виконано розрахунки для перерізу пружного розсіяння з урахуванням і без урахування кору. Показано, що врахування кору приведе до збільшення перерізу пружного розсіяння на задніх кутах. Досліджено розклад амплітуди розсіяння на ближню і дальню компоненти.

1. Вступ

Останнім часом багато уваги приділяють вивченню реакцій пружного розсіяння легких важких іонів. Для аналізу таких реакцій необхідне знання потенціалу ядерно-ядерної взаємодії, за допомогою якого визначається переріз пружного розсіяння [1–3]. Потенціал взаємодії між ядрами складається з ядерної, кулонівської та відцентрової частини. Кулонівська та відцентрова взаємодія двох ядер добре відома. Для оцінки ж ядерної частини ядерно-ядерної взаємодії використовують різні підходи: макроскопічні, напівмікроскопічні та мікроскопічні [1–20].

Ядерну частину потенціалу взаємодії часто параметризують потенціалом Вудса–Саксона [1–3] або використовують потенціал подвійної згортки [2–8]. Такі потенціали є притягувальними на будь-яких відстанях між ядрами. На відміну від цього, потенціал “проксиміти” [9] або потенціали, що спираються на сили Скірма [10–14], є притягувальними на великих та близьких відстанях між взаємодіючими ядрами й відштовхувальними на дуже малих відстанях, коли ядра сильно перекриваються. Таке відштовхування пов’язане з високим коефіцієнтом нестисливості ядерної матерії, внеском кінетичної енергії в потенціал, вра-

хуванням принципу Паулі та антисиметризації [10–14].

Велику кількість експериментальних даних було проаналізовано, використовуючи потенціал Вудса – Саксона або потенціал подвійної згортки [1–8]. Проте дуже мало реакцій було розглянуто, використовуючи потенціал із відштовхувальним кором на малих відстанях [10, 15–21]. У роботах [19–21] досліджували реакції пружного розсіяння $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$ та $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ в межах оптичної моделі з використанням ядерно-ядерного потенціалу з відштовхувальним кором. Параметри такого потенціалу знаходили шляхом підгонки експериментальних даних з пружного розсіяння. Відзначимо, що ядра ^{12}C та ^{16}O є дуже жорсткими, тому реакції пружного розсіяння за участі цих ядер чутливі до поведінки потенціалу на малих відстанях між ядрами [7, 19–21]. У даній роботі, використовуючи потенціали з відштовхувальним кором з робіт [19–21], проаналізовано реакцію пружного розсіяння $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ при різних енергіях.

2. Параметризація потенціалу

Дійсна частина ядерно-ядерного потенціалу $v(R)$ складається з кулонівської $v_C(R)$, ядерної $v_N(R)$ та відцентрової $v_l(R)$ частин:

$$v(R) = v_C(R) + v_n(R) + v_l(R). \quad (1)$$

Для кулонівської та відцентрової частин пропонуємо такі вирази:

$$v_C(R) = \begin{cases} \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R}, & R \geq R_C, \\ \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R_C} \left[\frac{3}{2} - \frac{R^2}{2R_C^2} \right], & R < R_C, \end{cases} \quad (2)$$

$$v_l(R) = \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2M[A_1 A_2 / (A_1 + A_2)] R^2}. \quad (3)$$

Тут $A_{1,2}$ і $Z_{1,2}$ – відповідно число нуклонів і протонів у відповідних ядрах, e – заряд протона, M – маса нуклона, $R_C = r_C(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$ і l – значення орбітального моменту.

Уявна частина ядерного потенціалу складається з об'ємної та поверхневої частин:

$$W(R) = -\frac{W_0}{1 + \exp[(R - r_w(A_1^{1/3} + A_2^{1/3}))/d_w]} - \frac{W_s \exp[(R - r_s(A_1^{1/3} + A_2^{1/3}))/d_s]}{d_s \{1 + \exp[(R - r_s(A_1^{1/3} + A_2^{1/3}))/d_s]\}^2}. \quad (4)$$

Таке зображення уявної частини є загальним у теорії ядерно-ядерних зіткнень [1–3].

2.1. Параметризація ядерної частини потенціалу. Тип А

Спочатку вважатимемо, що ядерна частина потенціалу може бути параметризована у вигляді звичайної далекодійної частини, яка параметризується потенціалом Вудса–Саксона і короткодійною відштовхувальною частиною потенціалу кору $V_{\text{core}}(R)$:

$$v_N(R) = \frac{-V_0}{1 + \exp[R - r_0(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})/d_0]} + V_{\text{core}}(R). \quad (5)$$

Тут потенціал кору визначається як у [19]:

$$V_{\text{core}}(R) = C_{\text{core}} v(R, a), \quad (6)$$

де

$$v(R, a) = \frac{4\pi a^3}{3} - \pi R a^2 + \frac{\pi R^3}{12} \quad (7)$$

для $R < 2a$ та $v(R \geq 2a, a) = 0$. Тут C_{core} і a – параметри підгонки, що залежать від енергії зіткнення.

Таким чином, маємо 12 параметрів потенціалу V_0 , r_0 , d_0 , C_{core} , a , R_C , W_w , r_w , d_w , W_s , r_s і d_s , що відносяться до дійсної та уявної частин потенціалу.

2.2. Параметризація ядерної частини потенціалу. Тип Б

Розглянемо іншу параметризацію ядерної частини потенціалу важких іонів [20, 21]:

$$v_N(R) = \begin{cases} \frac{-V_0}{1 + \exp[R - r_0(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})/d_0]}, & R \geq R_m, \\ b_0 + b_1 s + b_2 s^2 + b_3 s^3 + b_4 s^4, & R < R_m, \end{cases} \quad (8)$$

де $s = R - R_m$. Враховуючи те, що значення ядерної частини потенціалу та його похідна повинні бути неперервними в точці зшивки R_m , знаходимо

$$b_0 = \frac{-V_0}{1 + \exp[(R_m - r_0(A_1^{1/3} + A_2^{1/3}))/d_0]}, \quad (9)$$

$$b_1 = \frac{V_0 \exp[(R_m - r_0(A_1^{1/3} + A_2^{1/3}))/d_0]}{d_0 \{1 + \exp[(R_m - r_0(A_1^{1/3} + A_2^{1/3}))/d_0]\}^2}. \quad (10)$$

Таким чином, для параметризації типу Б маємо 14 параметрів V_0 , r_0 , d_0 , b_2 , b_3 , b_4 , R_m , R_C , W_w , r_w , d_w , W_s , r_s і d_s для дійсної та уявної частин потенціалу.

Отже, знаходячи параметри потенціалу шляхом підгонки експериментальних даних із пружного розсіювання, можна описати кутовий розподіл ядерної реакції в межах оптичної моделі.

3. Результати та їх обговорення

3.1. Пружне розсіювання

Знаходимо параметри потенціалу шляхом підгонки даних для реакції пружного розсіювання $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$. Для кожної енергії зіткнення знаходимо ряд параметрів, що приводить до мінімального значення χ^2 :

$$\chi^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{(\sigma_{\text{calc}}(\theta_i) - \sigma_{\text{exp}}(\theta_i))^2}{(\delta\sigma_{\text{exp}}(\theta_i))^2}, \quad (11)$$

де N – число експериментальних точок, $\sigma_{\text{calc}}(\theta_i)$ і $\sigma_{\text{exp}}(\theta_i)$ – відповідно, теоретичне і експериментальне значення поперечного перерізу при куті θ_i і $\delta\sigma_{\text{exp}}(\theta_i)$ – відповідна похибка.

Щоб збільшити вагу даних при великих кутах, які особливо чутливі до сили і форми оптичного потенціалу на малих відстанях, ми вважаємо, як у [4, 5, 8, 19–21], для всіх даних $\delta\sigma_{\text{exp}}(\theta_i) = 0,1\sigma_{\text{exp}}(\theta_i)$. Було розглянуто реакцію $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ при енергіях пучка 124, 145, 250, 350, 480 MeV [8]. Отримані значення параметрів потенціалу наведено в табл. 1 (для потенціалу типу А) і 2 (для потенціалу типу Б).

На рис. 1–5 показано експериментальні дані з пружного розсіювання для системи $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ для енергій пучка 124, 145, 250, 350, 480 MeV, а також результати підгонки по оптичній моделі для потенціалу з відштовхувальним кором типу А. Для порівняння на рис. 6–10 показано аналогічні розрахунки для реакції $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ для енергій пучка 124, 145, 250, 350, 480 MeV, але для потенціалу з відштовхувальним кором типу Б.

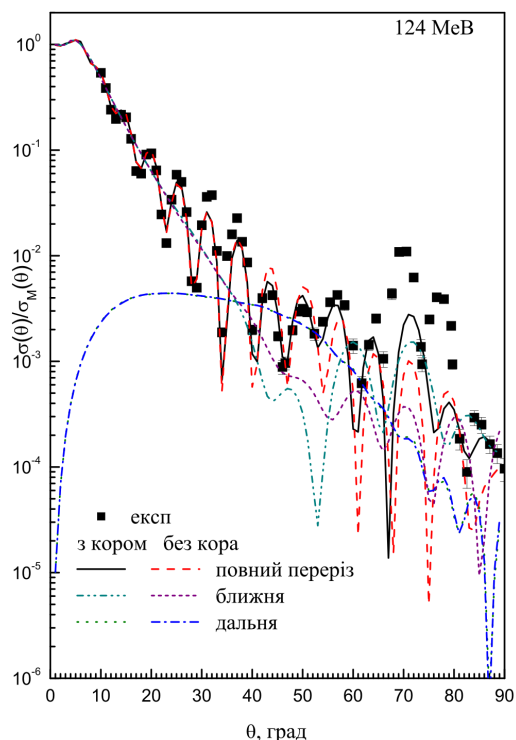


Рис. 1. Дані з пружного розсіяння $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ і розрахунки по оптичній моделі з використанням ядерно-ядерного потенціалу з відштовхувальним кором типу А для енергій пучка 124 MeV

Для демонстрації впливу відштовхувального кору на рис. 1–10 показано як результати розрахунків по оптичній моделі для потенціалу з відштовхувальним

Т а б л и ц я 1. Параметри оптичного потенціалу типу А для системи $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$

E_{lab} (MeV)	124	145	250	350	480
E_{lab} (MeV)	124	145	250	350	480
V_0 (MeV)	28,246	28,503	28,729	29,602	28,902
r_0 (фм)	1,228	1,233	1,199	1,198	1,187
d_0 (фм)	0,611	0,574	0,460	0,489	0,462
a (фм)	2,411	2,655	2,505	2,002	1,616
C_{core} (MeV фм ⁻³)	8,599	2,683	2,713	0,483	1,681
R_C (фм)	6,159	6,175	6,692	6,972	6,999
W_w (MeV)	14,659	13,355	5,071	5,000	7,077
r_w (фм)	1,128	1,081	1,146	1,186	1,043
d_w (фм)	0,179	0,135	0,243	0,234	0,241
W_s (MeV)	15,047	16,425	18,057	14,803	17,937
r_s (фм)	1,228	1,212	1,363	1,366	1,327
d_s (фм)	0,781	0,717	0,857	0,899	0,867
σ^a (мб)	1736	1671	2049	1954	1892
χ^2	16,9	17,8	10,85	5,88	6,15

^a Повний переріз реакції.

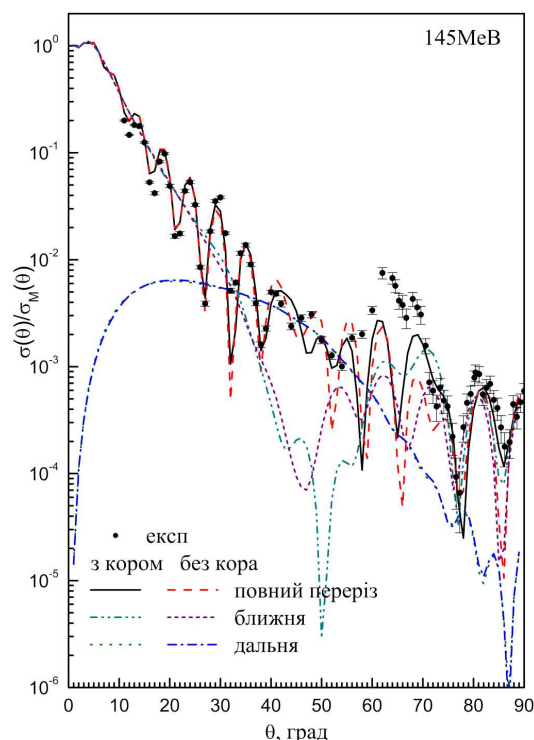


Рис. 2. Те ж саме, що на рис. 1, але для енергій пучка 145 MeV

кором (суцільна крива), так і для потенціалу без відштовхувального кору (штрихова крива). У цьому випадку $V_{\text{core}}(R) = 0$ для потенціалу типу А. Потенціал типу Б без кору для таких розрахунків збігається з

Т а б л и ц я 2. Параметри оптичного потенціалу типу Б для системи $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$

E_{lab} (MeV)	124	145	250	350	480
V_0 (MeV)	30,263	43,659	36,945	35,926	44,436
r_0 (фм)	1,191	1,089	1,120	1,149	1,064
d_0 (фм)	0,757	0,742	0,677	0,513	0,682
b_2 (MeV фм ⁻²)	2,671	6,353	5,316	5,888	0,116
b_3 (MeV фм ⁻³)	5,547	6,609	5,527	7,229	4,984
b_4 (MeV фм ⁻⁴)	1,234	1,149	0,999	1,268	1,022
R_m (фм)	6,685	6,835	5,827	6,694	5,738
R_C (фм)	6,357	6,532	6,370	5,395	7,794
W_w (MeV)	15,406	13,229	11,916	32,855	17,896
r_w (фм)	1,027	1,050	1,296	1,168	0,962
d_w (фм)	0,159	0,251	0,730	0,549	0,4014
W_s (MeV)	11,687	11,712	0,030	6,249	25,462
r_s (фм)	1,305	1,251	1,240	1,337	1,072
d_s (фм)	0,430	0,484	0,035	0,378	0,671
σ^a (мб)	1606	1555	1677	1507	1500
χ^2	11,01	14,42	7,86	7,79	5,66

^a Повний переріз реакції.

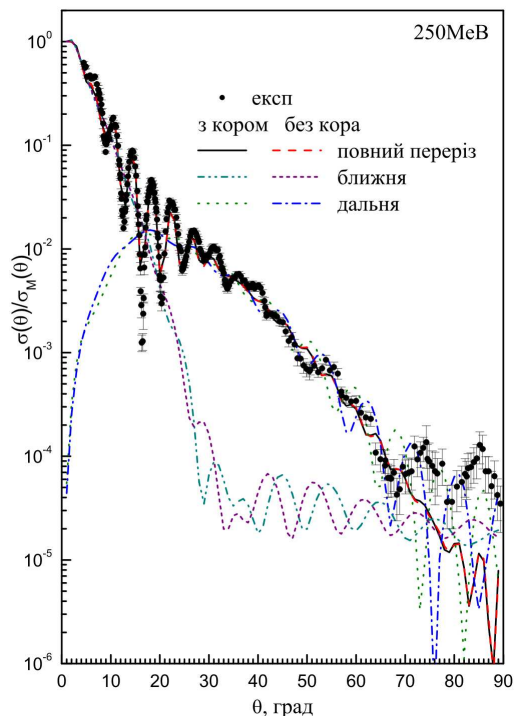


Рис. 3. Те ж саме, що на рис. 1, але для енергій пучка 250 MeV

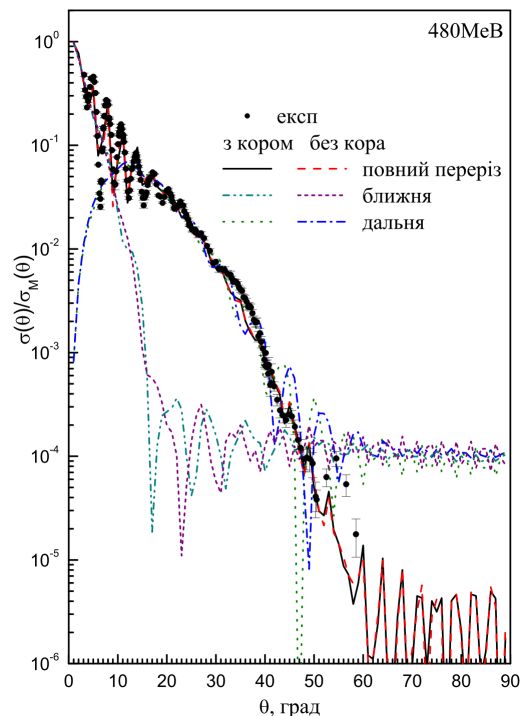


Рис. 5. Те ж саме, що на рис. 1, але для енергій пучка 480 MeV

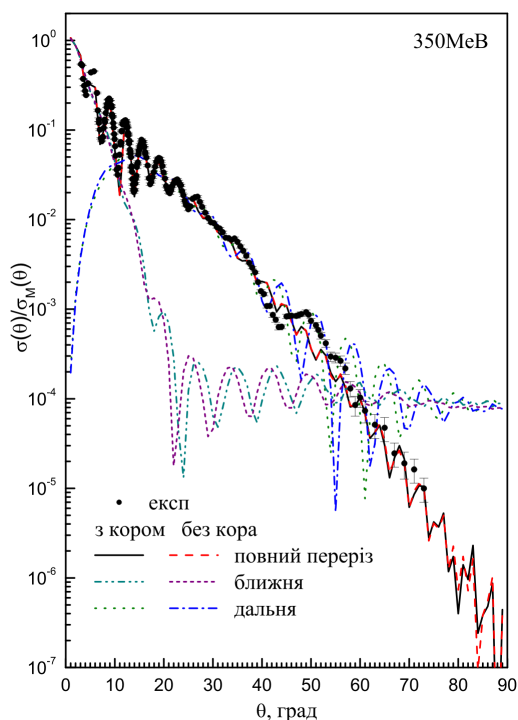


Рис. 4. Те ж саме, що на рис. 1, але для енергій пучка 350 MeV

відповідним потенціалом з відштовхувальним кором на відстанях $R \geq R_{\text{well}}$ і дорівнює V_{well} при $R < R_{\text{well}}$ (V_{well} – мінімальна глибина потенціалу, R_{well} – відстань, при якій потенціал мінімальний). Порівнюючи результати для пружного розсіювання на рис. 1–10, добре видно вплив відштовхувального кору. Завдяки внутрішньому відштовхуванню переріз пружного розсіювання значно збільшується на задніх кутах. А на передніх кутах значення перерізу практично однакове для потенціалів з відштовхувальним кором та без нього для обох типів параметризації А або Б.

Значення повних перерізів реакції $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$, які наведено в табл. 1 та 2, близькі до відповідних значень з [8]. Однак повні перерізи реакції, знайдені для параметризації типу А, мають більші значення, ніж розраховані для параметризації типу Б. Внутрішній кор не впливає на значення повних перерізів реакції.

Значення χ^2 , отримані для потенціалу з відштовхувальним кором (див. табл. 1, 2), близькі до відповідних величин з роботи [8]. Таким чином, якість опису, отримана нами і в роботі [8], подібна.

3.2. Потенціал

Реальні частини ядерно-ядерних потенціалів з відштовхувальним кором (1)–(10) для $l=0$ з параметра-

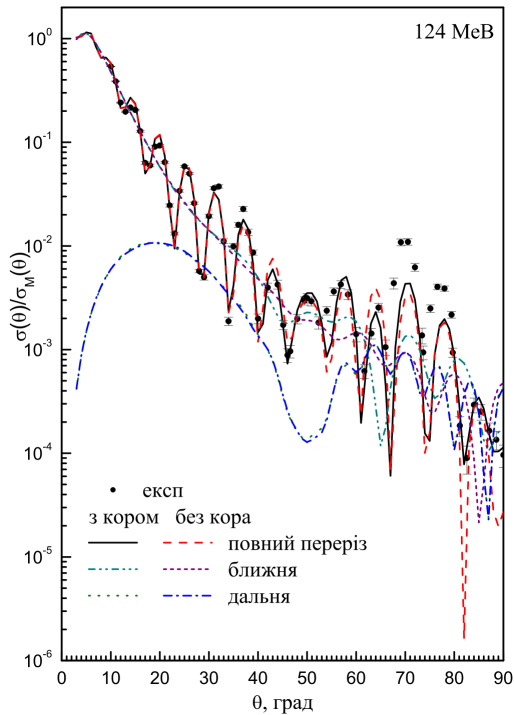


Рис. 6. Дані з пружного розсіяння $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ і розрахунки по оптичній моделі з використанням ядерно-ядерного потенціалу з відштовхувальним кором типу Б для енергій пучка 124 MeV

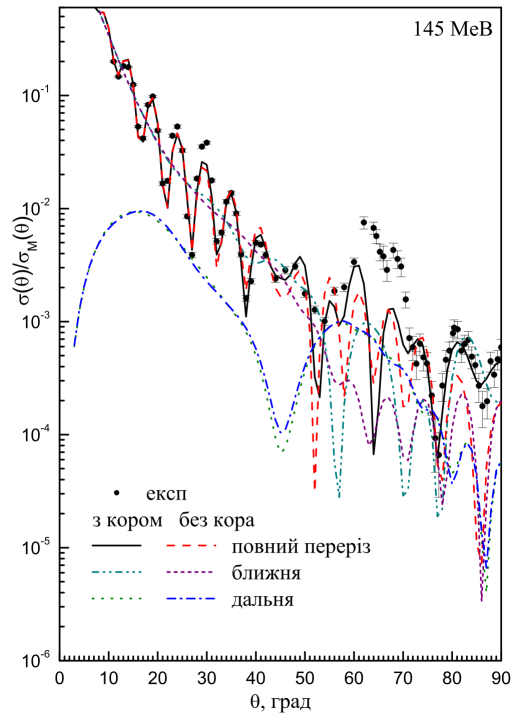


Рис. 7. Те ж саме, що на рис. 6, але для енергій пучка 145 MeV

ми з табл. 1, 2 при різних енергіях зіткнення наведено на рис. 11, а (для потенціалу типу А) і б (для потенціалу типу Б). Потенціал з відштовхувальним кором має кор на малих відстанях і яму на середніх відстанях між ядрами, див. рис. 11. Для порівняння на рис. 11 також наведено потенціали "проксиміти" [9] та напівмікроскопічний [12]. Глибина ями залежить від енергії зіткнення для потенціалу з відштовхувальним кором.

Положення мінімуму ями, отримане для різних енергій зіткнення, знаходиться при $R \approx 4\text{--}5$ фм для потенціалу типу А і при $R \approx 2\text{--}3,5$ фм для потенціалу типу Б. Як правило, відштовхувальний кор знаходиться на відстанях $R \leq 2$ фм для будь-якого потенціалу, представленого на рис. 11. Отже, відстань, де густини ядер, що зіштовхуються, суттєво перекриваються і, як результат, нестисливість ядерної матерії й принцип Паулі приводять до сильного відштовхування, є приблизно однаковою для всіх потенціалів. Значення глибини потенціалів, отриманих у [8] для різних енергій, лежить в інтервалі від 282 до 452 MeV. У порівнянні з цим запропоновані нами потенціали з відштовхувальним кором є мілкими (див. рис. 11).

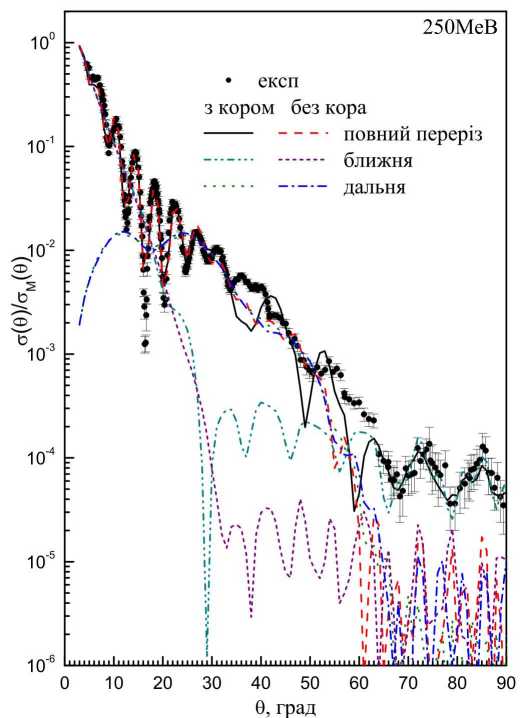


Рис. 8. Те ж саме, що на рис. 6, але для енергій пучка 250 MeV

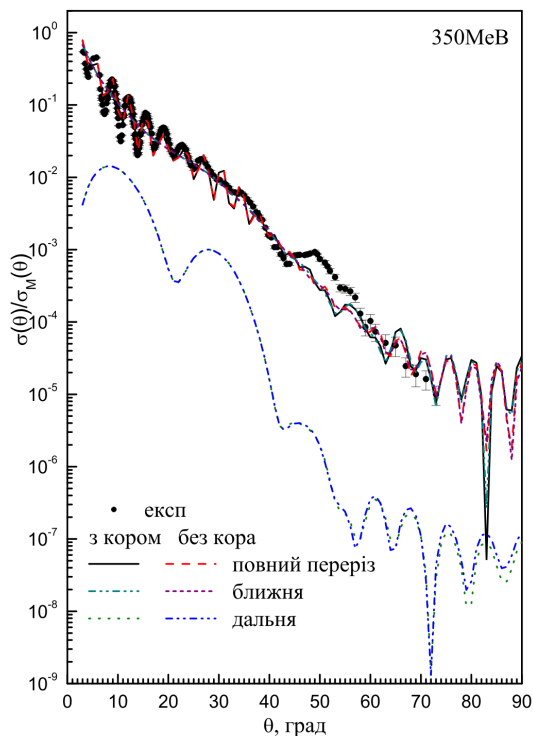


Рис. 9. Те ж саме, що на рис. 6, але для енергій пучка 350 MeV

Відзначимо, що для параметризації типу А величина кору суттєво зменшується зі збільшенням енергії зіткнень, як і для реакції $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$ [19–21]. Проте для реакції $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ форма потенціалу суттєво видозмінюється для високих енергій для обох типів параметризації. Це, можливо, пов'язано з тим, що при дуже високих енергіях зіткнення нуклони у ядрах легко переходять на вакантні збуджені рівні, тому роль принципу Паулі та внесок антисиметризації нуклонів у величину кору зменшується.

3.3. Ближній і дальній компоненти перерізу

Використовуючи метод Фуллера [22], нами було отримано ближню і дальню компоненти розкладу амплітуди розсіювання для реакції $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$, використовуючи потенціал з відштовхувальним кором і без нього (див. рис. 1–10). У роботі [8] було показано, що переріз пружного розсіювання для такої реакції на передніх кутах визначається ближньою компонентою, а переріз для середніх і задніх кутів – дальньою компонентою. При цьому дальня компонента пов'язана з явищем райдути [4–8], що зумовлене рефракцією падаючої хвилі внаслідок сильно притягуючого (дуже глибокого) ядерно-ядерного потенціалу.

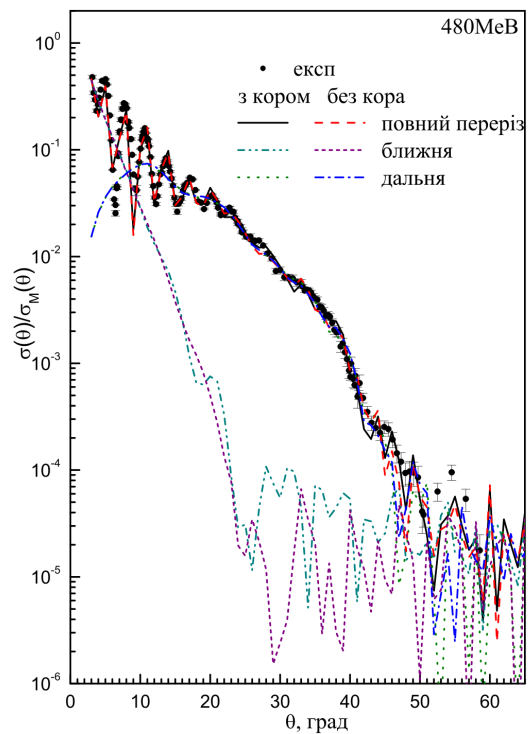


Рис. 10. Те ж саме, що на рис. 6, але для енергій пучка 480 MeV

У нашому випадку, як видно з рис. 1–10, для потенціалу типу А ближній компонент важливий на передніх і задніх кутах, а дальній компонент – на середніх кутах. Для потенціалу типу Б ближній компонент головним чином описує переріз у повному діапазоні кутів для енергій 124, 145 і 350 MeV, а дальній компонент важливий на задніх кутах і відповідає за структуру осциляцій, зумовлених інтерференцією ближнього та дальнього компонентів. Для енергій 250, 480 MeV ближній компонент важливий на передніх і задніх кутах, а дальній – на середніх і задніх кутах. Внаслідок наявності відштовхувального кору величини ближнього й дальнього компонентів зростають на задніх кутах.

Відзначимо, що ми також зробили розрахунки за допомогою модифікованого методу Фуллера [23], який вилучає нефізичні внески до ближнього і дальнього компонентів розкладу амплітуди розсіювання. Проте вплив нефізичних внесків є несуттєвим для даних параметризацій потенціалу.

4. Висновки

Показано, що дані з пружного розсіювання $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ можна описати, використовуючи мілкий феноменологі-

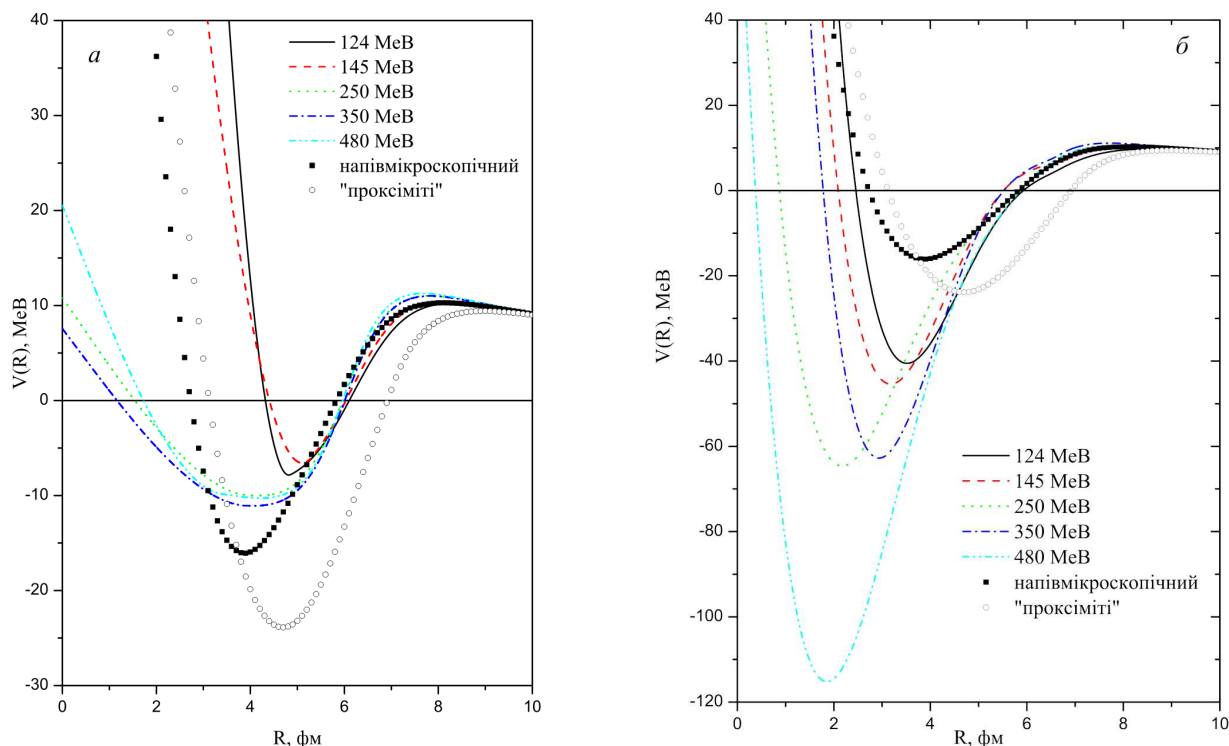


Рис. 11. Потенціал з відштовхувальним кором, визначений для пружного розсіяння $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ для різних енергій пучка: *a* – потенціал типу А; *б* – потенціал типу Б. Для порівняння також представлено “проксиміті” [9] (кружки), напівмікроскопічний [12] (квадрати) потенціали

чний потенціал з відштовхувальним кором. Запропоновано дві різні параметризації ядерної частини потенціалу з відштовхувальним кором, які мають подібну точність опису перерізу реакції. Внаслідок наявності відштовхувального кору значення перерізів, ближньої і дальньої компонент амплітуди розсіювання зростають на задніх кутах. Однак величина повного перерізу реакції не залежить від кору.

1. P.E. Hodgson, *Nuclear Heavy-ion Reactions* (Clarendon Press, Oxford 1978).
2. G.R. Satchler, *Direct Nuclear Reactions* (Oxford University, Oxford, 1983).
3. P. Frobrich and R. Lipperheide, *Theory of Nuclear Reactions* (Clarendon Press, Oxford, 1996).
4. A.A. Ogloblin, Dao T. Khoa, Y. Kondo, Yu. A. Glukhov, A.S. Dem'yanova, M.V. Rozhkov, G.R. Satchler, and S.A. Goncharov, *Phys. Rev. C* **57**, 1797 (1998).
5. A.A. Ogloblin, Yu.A. Glukhov, W.H. Trzaska, A.S. Dem'yanova, S.A. Goncharov, R. Julin, S.V. Klebnikov, M. Mutterer, M.V. Rozhkov, V.P. Rudakov, G.P. Tiorin, Dao T. Khoa, and G.R. Satchler, *Phys. Rev. C* **62**, 044601 (2000).
6. V.B. Soudbotin, W. von Oertzen, X. Vinas, K.A. Gri-dnev, and H.G. Bohlen, *Phys. Rev. C* **64**, 014601 (2001).
7. M.E. Brandan and G.R. Satchler, *Phys. Rep.* **285**, 143 (1997); Dao T. Khoa, W. von Oertzen, H.G. Bohlen, and S. Ohkubo, *J. Phys. G* **34**, R111 (2007); M.E. Brandan, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 784 (1988).
8. Dao T. Khoa, W. von Oertzen, H.G. Bohlen, and F. Nuoffer, *Nucl. Phys. A* **672**, 387 (2000).
9. J. Blocki, J. Randrup, W.J. Swiatecki, and C.F. Tang, *Ann. Phys. (N.Y.)* **105**, 427 (1977).
10. K.A. Brueckner, J.R. Buchler, and M.M. Kelly, *Phys. Rev.* **173**, 944 (1969).
11. F. Stancu and D.M. Brink, *Nucl. Phys. A* **270**, 236 (1976).
12. V.Yu. Denisov, *Phys. Lett. B* **526**, 315 (2002).
13. V.Yu. Denisov and W. Nörenberg, *Eur. Phys. J. A* **15**, 375 (2002).
14. V.Yu. Denisov and V.A. Nesterov, *Phys. Atom. Nucl.* **69**, 1472 (2006).
15. S. Misicu and H. Esbensen, *Phys. Rev. C* **75**, 034606 (2007).
16. T. Izumoto and S. Krewald, A. Faessler, *Nucl. Phys. A* **341**, 319 (1980).

17. S. Hossain, M.N.A. Abdullah, K.M. Hasan, M. Asaduzzaman, M.A.R. Akanda, S.K. Das, A.S.B. Tariq, M.A. Uddin, A.K. Basak, S. Ali, and F.B. Malik, Phys. Lett. B **636**, 248 (2006).
18. K.A. Gridnev, E.E. Rodionova, and S.N. Fadeev, Phys. of Atomic Nucl. **71** 1290 (2008).
19. V.Yu. Denisov and O.I. Davidovskaya, ЯФ **73**, 429 (2010).
20. V.Yu. Denisov and O.I. Davidovskaya, УФЖ **54**, 669 (2009).
21. V.Yu. Denisov and O.I. Davidovskaya, Изв. РАН Сер. Физ. **74**, 611 (2010).
22. R.C. Fuller, Phys. Rev. C **12**, 1561 (1975).
23. Ю.А. Бережной, В.В. Пилипенко, Изв. РАН. Сер. Физ. **59**, 197 (1995).

Одержано 02.02.10

УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ И ЯДЕРНО-ЯДЕРНЫЙ ПОТЕНЦИАЛ С ОТТАЛКИВАЮЩИМ КОРОМ

О.И. Давидовская, В.Ю. Денисов

Резюме

Упругое рассеяние $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ при энергиях 124, 145, 250, 350, 480 МэВ проанализировано в рамках оптической модели с

использованием ядерно-ядерного потенциала с отталкивающим кором. Выполнены расчеты для сечения упругого рассеяния с учетом и без учета кора. Показано, что учет кора приводит к увеличению сечения упругого рассеяния на задних углах. Исследовано разложение амплитуды рассеяния на ближнюю и дальнюю компоненты.

ELASTIC $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ SCATTERING AND NUCLEUS-NUCLEUS POTENTIAL WITH A REPULSIVE CORE

O.I. Davidovskaya, V.Yu. Denisov

Institute for Nuclear Research,
Nat. Acad. of Sci. of Ukraine
(47, Nauky Ave., Kyiv 03680, Ukraine)

Summary

Elastic $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ scattering at energies of 124, 145, 250, 350, and 480 MeV is analyzed in the framework of the optical model with the use of the nucleus-nucleus potential with a repulsive core. The elastic scattering cross-section is calculated with regard for the core and without it. It is shown that taking the core into account will result in an increase of the elastic scattering cross-section at backward angles. The decomposition of the scattering amplitude into the near- and far-side components is studied.