

ЕНЕРГЕТИЧНА ЗАЛЕЖНІСТЬ ВЗАЄМОДІЇ ЯДЕР ${}^7\text{Li} + {}^{16}\text{O}$

А. А. Рудчик¹, А. Т. Рудчик¹, К. В. Кемпер², В. М. Кир'янчук¹, О. А. Понкратенко¹

¹Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

²Університет штату Флориди, Таллахассі, Флориди, США

Експериментальні дані пружного та непружного розсіяння ядер ${}^7\text{Li} + {}^{16}\text{O}$ при енергіях $E_{\text{с.ц.м.}} = 6,26 - 34,78$ МеВ було проаналізовано за оптичною моделлю та методом зв'язаних каналів реакцій. У схему зв'язку було включено канали пружного й непружного розсіяння ядер ${}^7\text{Li} + {}^{16}\text{O}$ та реорієнтації ядра ${}^7\text{Li}$. Оцінено внески потенціального розсіяння, реорієнтації ядра ${}^7\text{Li}$ та реакцій передач в експериментальні дані пружного розсіяння ядер ${}^7\text{Li} + {}^{16}\text{O}$ при різних енергіях. Установлено енергетичну залежність параметрів оптичного потенціалу взаємодії ядер ${}^7\text{Li} + {}^{16}\text{O}$ при врахуванні дисперсійної залежності між дійсною та уявною частинами цього потенціалу.

Вступ

Знання енергетичної залежності параметрів оптичних потенціалів взаємодії ядер має дуже важливе значення для вивчення багатьох ядерних процесів, особливо в дослідженнях нестабільних екзотичних ядер з використанням ядерних реакцій. На жаль, така залежність відома лише для незначного числа ядер. Метою даної роботи було доповнення наявних відомостей про енергетичну залежність ядро-ядерної взаємодії новими результатами дослідження взаємодії ядер ${}^{16}\text{O} + {}^7\text{Li}$ в діапазоні енергій $E_{\text{с.ц.м.}} = 6,26 - 34,78$ МеВ [1 - 6] у рамках теоретичних підходів оптичної моделі (ОМ) та методу зв'язаних каналів реакцій (МЗКР) [7]. Ці результати успішно можна використовувати при вивченні реакцій ${}^{16}\text{O}({}^7\text{Li}, X)$ і ${}^7\text{Li}({}^{16}\text{O}, X)$ з виходом як стабільних, так і нестабільних продуктів реакцій X .

Зазначимо, що завдяки сильному зв'язку каналів при аналізі експериментальних даних перевагу має МЗКР. У рамках цього підходу у схему зв'язку, як правило, включаються канали пружного й непружного розсіяння, реорієнтації ядер та найбільш імовірні реакції передач. Таку схему зв'язку каналів було використано нами й у даній роботі при дослідженні розсіяння ядер ${}^{16}\text{O} + {}^7\text{Li}$.

На відміну від роботи [4] при дослідженні енергетичної залежності параметрів ${}^{16}\text{O} + {}^7\text{Li}$ -потенціалу ми враховували дисперсійну залежність між глибинами його дійсної та уявної частин [8], а також енергетичну залежність параметрів радіуса й дифузності при малих енергіях.

Процедура розрахунків

В ОМ- та МЗКР-розрахунках для вхідного й вихідних каналів ${}^{16}\text{O} + {}^7\text{Li}$ -розсіяння використовувались ядерний потенціал у вигляді Вудса - Саксона

$$U(r) = V f(r, R_V, a_V) + iW_S f(r, R_W, a_W) \quad (1)$$

та кулонівський потенціал рівномірно зарядженої кулі

$$V_C(r) = \begin{cases} \frac{Z_P Z_T e^2}{2R_C} \left(3 - \frac{r^2}{R_C^2}\right), & r \leq R_C, \\ \frac{Z_P Z_T e^2}{r}, & r > R_C, \end{cases} \quad (2)$$

де

$$f(r, R_i, a_i) = V_0 \left[1 + \exp\left(\frac{r - R_V}{a_V}\right) \right]^{-1}; \quad (3)$$

$$R_i = r_i (A_P^{1/3} + A_T^{1/3}), \quad i = V, W, C; \quad (4)$$

а Z_P, A_P і Z_T, A_T - заряди й маси налітаючої частинки P і мішені T відповідно.

В усіх ОМ- та МЗКР-розрахунках використовувалось фіксоване значення параметра $r_C = 1,25$ фм.

Аналіз експериментальних даних ${}^{16}\text{O} + {}^7\text{Li}$ -розсіяння проводився у два етапи.

Спочатку для кожної енергії аналізувались експериментальні диференціальні перерізи пружного розсіяння ядер ${}^{16}\text{O} + {}^7\text{Li}$ за ОМ. Проводилась підгонка параметрів $X = \{X_{ij}\} = \{V_0, r_V, a_V, W_S, r_W, a_W\}$. При цьому для ефективного врахування принципу Паулі при взаємодії ядер на малих відстанях значення радіуса потенціалу R_V обмежувалось знизу радіусом R_{comp} компаунд-ядра $A_P + A_T$ (врахування сталості густини нуклонів у центральній області компаунд-ядра):

$$R_{\text{comp}} \approx 1,25 \cdot (A_P + A_T)^{1/3} \leq R_V = r_V (A_P^{1/3} + A_T^{1/3}). \quad (5)$$

Звідси для параметра r_V впливає таке обмеження:

$$r_V \geq 1,25 \cdot (A_P + A_T)^{1/3} / (A_P^{1/3} + A_T^{1/3}), \quad (6)$$

з якого для $^{16}\text{O} + ^7\text{Li}$ -розсіяння отримуємо мінімальне значення $r_V \approx 0,802$ фм.

Завершувався перший етап аналізу експериментальних даних пружного розсіяння описом енергетичної залежності отриманих оптимальних

наборів параметрів $\{X_i(E)\}$ параметризованими функціями (див. [9] і посилання в ній)

$$X_i(E) = \begin{cases} X_i^{\max} - (X_i^{\max} - X_i^{\min}) \cdot g(E, E_{X_i}, \Delta E_{X_i}) & \text{для } X_i = V_0, W_S, a_V, a_W, \\ X_i^{\min} - (X_i^{\max} - X_i^{\min}) \cdot g(E, E_{X_i}, \Delta E_{X_i}) & \text{для } X_i = r_V, r_W, \end{cases} \quad (7)$$

де параметри X_i^{\min} і X_i^{\max} є мінімальними та максимальними значеннями параметрів $X_i(E)$ відповідно,

$$g(E, E_{X_i}, \Delta E_{X_i}) = \left[1 + \exp\left(\frac{E - E_{X_i}}{\Delta E_{X_i}}\right) \right]^{-1}, \quad (8)$$

$E = E_{с.ц.м.}$. При цьому враховувалась дисперсійна залежність між дійсною $V(r, E)$ та уявною $W(r, E)$ частинами оптичного потенціалу [8]:

$$V(r, E) = V_0(r, E) - \Delta V_W(r, E), \quad (9)$$

де

$$\Delta V_W(r, E) = \frac{P}{\pi} \int_0^\infty \frac{W(r, E')}{E' - E} dE'. \quad (10)$$

Літера P у виразі (10) вказує на основне значення інтеграла. При $r = 0$, формули (9) і (10) виражають співвідношення між глибинами дійсної та уявної частин оптичного потенціалу.

Опис енергетичної залежності параметрів $X_i(E)$ оптичного потенціалу (1) функціями (7) – (9) здійснювався підгонкою набору параметрів $Y = \{Y_i\} = \{X_i^{\min}, X_i^{\max}, E_{X_i}, \Delta E_{X_i}\}$ цих функцій за методом найменших квадратів (МНК).

Для ОМ-обчислень та підгонки параметрів $X_i(E)$ використовувалась програма SPI-GENOA [10].

На другому етапі досліджень проводився аналіз експериментальних даних $^{16}\text{O} + ^7\text{Li}$ -розсіяння за МЗКР. При цьому для розрахунків використовувалась програма FRESCO [7].

Спочатку в схему зв'язку включались канали пружного й непружного $^{16}\text{O} + ^7\text{Li}$ -розсіяння та реорієнтація ядра ^7Li , які показано на рис. 1 (дуговими стрілками показано переходи реорієнтації). Вважалось, що збуджені стани цього ядра мають ротаційну та вібраційну природу.

При обчисленні матричних елементів

$$\langle E_f, J_f^\pi | V_\lambda(r) | E_i, J_i^\pi \rangle \quad (11)$$

переходів $E_i(J_i^\pi) \rightarrow E_f(J_f^\pi)$ використовувались форм-фактори

$$V_\lambda(r) = -\delta_\lambda \frac{dU(r)}{dr}, \quad (12)$$

де δ_λ - параметр деформації ядра λ -мультипольності.

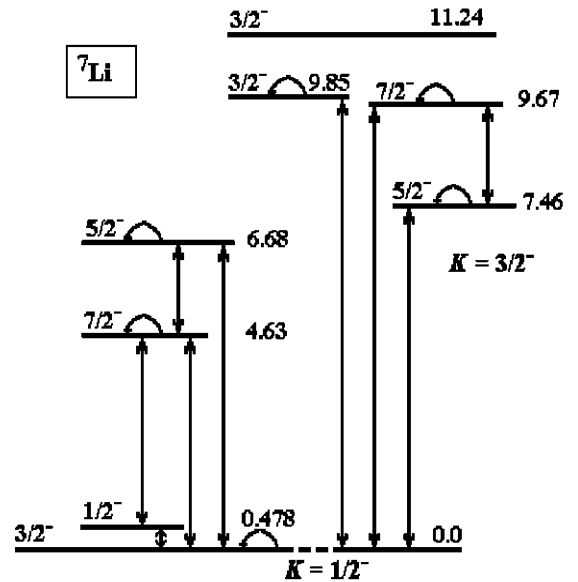


Рис. 1. Схема переходів на рівні ядра ^7Li .

Перерізи реорієнтації ядра ^7Li обчислювались за допомогою матричних елементів

$$\langle E_i, J_i^\pi | V_2(r) | E_i, J_i^\pi \rangle \quad (13)$$

квадрупольних переходів $E_i(J_i^\pi) \rightarrow E_i(J_i^\pi)$.

У МЗКР-розрахунках використовувались параметри деформації ядра ^7Li $\delta_2 = 2$ фм і $\delta_4 = 1$ фм [11].

Оптимальні набори параметрів $\{X_i(E)\}$, отримані з ОМ-підгонок, були лише початковими значеннями для МЗКР-підгонок. При цьому в кожному каналі непружного розсіяння використовувався оптичний потенціал з індивідуальним набором параметрів, отриманим з вищеописаної енергетичної залежності, що виражається формулами (7) – (10).

МЗКР-підгонка параметрів $\{X_i(E)\}$ проводилась у декілька етапів. Спочатку оцінювались вклади в експериментальні дані ${}^7\text{Li} + {}^{16}\text{O}$ -розсіяння різноманітних реакцій передач. Діаграми деяких найпростіших з них показано на рис. 2.

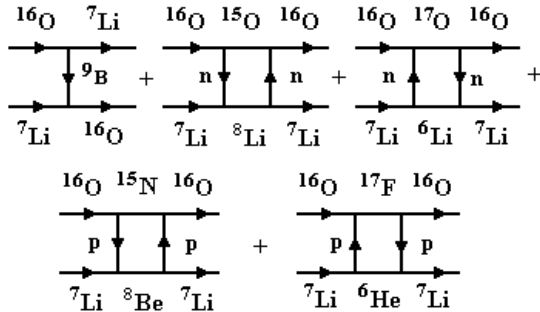


Рис. 2. Діаграми найпростіших реакцій ${}^{16}\text{O}({}^7\text{Li}, X)$.

Таблиця 1. Спектроскопічні амплітуди S_x нуклонів і кластерів x у системах $A = C + x$

A	C	x	$E_{зв'яз.}$ MeB	nL_j	S_x
${}^7\text{Li}$	${}^6\text{He}$	p	9,975	$1P_{3/2}$	0,805
${}^7\text{Li}$	${}^6\text{Li}$	n	7,250	$1P_{1/2}$	-0,657
				$1P_{3/2}$	-0,735*
${}^8\text{Li}$	${}^7\text{Li}$	n	2,033	$1P_{1/2}$	0,478
${}^8\text{Be}$	${}^7\text{Li}$	p	17,254	$1P_{3/2}$	1,234*
${}^{16}\text{O}$	${}^7\text{Li}$	${}^9\text{B}$	32,060	$3S_{3/2}$	-0,533*
				$1D_{3/2}$	-0,353*
${}^{16}\text{O}$	${}^{15}\text{N}$	p	12,128	$1P_{1/2}$	-1,461*
${}^{16}\text{O}$	${}^{15}\text{O}$	n	15,664	$1P_{1/2}$	1,461*
${}^{17}\text{O}$	${}^{16}\text{O}$	n	4,144	$1D_{5/2}$	0,500
${}^{17}\text{F}$	${}^{16}\text{O}$	p	0,601	$1D_{5/2}$	-0,500

$$* S_{FRESKO} = (-1)^{J_C + j - J_A} \cdot S_x = -S_x$$

Хвильові функції зв'язаних станів кластерів (нуклонів) x , що передаються в реакціях, обчислювались програмою FRESKO стандартним способом – шляхом розв'язку рівняння Шредінгера на власні значення енергії кластера x у потенціальному полі. При цьому використовувався потенціал Вудса - Саксона $V_{зв}(r)$ з параметрами $a = 0,65$ фм і $r_V = 1,25 \cdot A^{1/3} / (C^{1/3} + x^{1/3})$ фм, варіацією глибини $V_{0зв}$, якого досягався опис енергії зв'язку x -кластера в системі $A = C + x$.

Після вияснення ролі реакцій передач формувалась остаточна схема зв'язку каналів МЗКР-розрахунків і проводилась підгонка параметрів оптичних потенціалів для експериментальних даних кожної енергії. При наявності змін у значеннях цих параметрів виконувалась процедура корекції їх енергетичної залежності згідно з формулами (7) – (10) та відповідно корегувались оптичні потенціали вихідних каналів ядерних процесів.

У МЗКР-розрахунках реакцій використовувались спектроскопічні амплітуди S_x , наведені в табл. 1. Спектроскопічні амплітуди S_x кластерів (нуклонів) x у системах $A = C + x$ обчислювались за трансляційно-інваріантною моделлю оболонки [12] з допомогою програми DESNA[13, 11] та з використанням таблиць хвильових функцій 1р-оболонки [15]. У даному теоретичному методі спектроскопічна амплітуда S_x виражається через хвильові функції $\Psi_i = |N_i [f_i](\lambda_i, \mu_i) \alpha_i L_i S_i J_i T_i \rangle$ ядер A, C, x та хвильову функцію φ_{xc} відносного руху кластера (нуклона) x і кора C за допомогою співвідношення

$$S_x = \left(\frac{A}{x} \right)^{1/2} \langle \Psi_A | \Psi_C \Psi_x; \varphi_{xc} \rangle. \quad (14)$$

Зазначимо, що у даній роботі ми не включали у схему зв'язку каналів збуджень ядра ${}^{16}\text{O}$ у зв'язку з відсутністю таких експериментальних даних.

Основні результати аналізу експериментальних даних

Експериментальні дані пружного розсіяння ядер ${}^{16}\text{O} + {}^7\text{Li}$ та відповідні ОМ- і МЗКР-розрахунки показано на рис. 3 - 5, а отримані з ОМ- і МЗКР-підгонок параметри оптичних потенціалів пружного розсіяння ядер ${}^{16}\text{O} + {}^7\text{Li}$ при різних енергіях наведено в табл. 2.

Видно, що ОМ (криві <ОМ>) та МЗКР-перерізи потенціального розсіяння (пунктирні криві <rot>) задовільно описують експериментальні дані на кутах $\theta_{с.ц.м.} < 90^\circ$ для всіх енергій, а для $E_{лаб.}({}^7\text{Li}) = 9$ МеВ [4] - в усьому кутовому діапазоні. У зазначених діапазонах кутів ОМ- та МЗКР-перерізи практично збігаються. Проте на великих кутах ці перерізи значно відрізняються.

Таблиця 2. Параметри оптичного потенціалу $^{16}\text{O} + ^7\text{Li}$ -розсіяння

$E_{с.ц.м.}$ MeB	V_0 MeB	r_v фм	a_v фм	W_S MeB	r_w фм	a_w фм	Літера- тура*
6,26	84,0	1,150	0,640	7,0	1,430	0,640	[4]
9,04	109,0	1,116	0,630	8,0	1,355	0,630	[4]
10,96	124,0	1,055	0,620	10,0	1,450	0,620	[2]
13,91	154,7	1,000	0,660	10,8	1,308	0,660	[1]
23,17**	183,5	0,802	0,860	14,0	1,250	0,860	[6]
23,65	185,2	0,802	0,660	13,4	1,250	0,660	[6]
25,04	180,0	0,802	0,660	14,7	1,250	0,660	[3]
34,78	170,8	0,802	0,660	15,0	1,250	0,660	[5]

* Експериментальні дані з робіт [...].

** Параметри для ^7Li у стані збудження 0,478 MeB.

Як видно з рис. 3 і 4, на великих кутах при енергіях $E_{с.ц.м.} \geq 9$ MeB домінує реорієнтація ядра ^7Li (криві <reor>). Внески реакцій передачі (див. рис. 3) в експериментальні дані $^{16}\text{O} + ^7\text{Li}$ -розсіяння мізерні при всіх енергіях. Це стосується не тільки розглянутих тут найпростіших реакцій передачі, але й більш широкого кола досліджених нами передачі різноманітних кластерів.

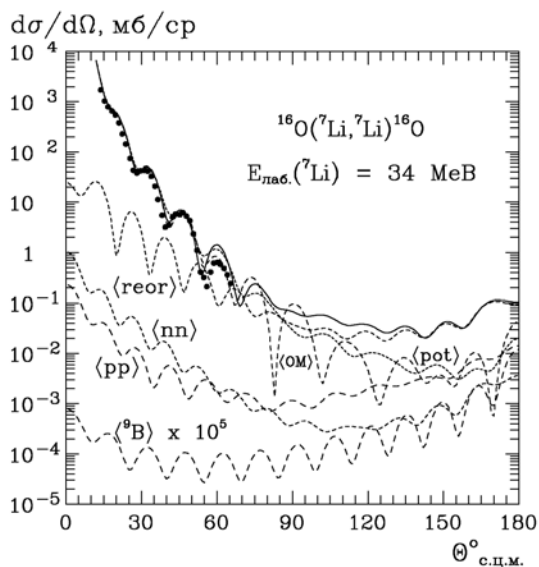


Рис. 3. Диференціальні перерізи пружного розсіяння ядер $^{16}\text{O} + ^7\text{Li}$ при $E_{\text{лаб.}}(^7\text{Li}) = 34$ MeB [6]. Криві – OM- (крива <OM>) та МЗКР-розрахунки потенціального розсіяння (крива <pot>), реорієнтації ядра ^7Li (крива <reor>), передачі ^9B -кластера (крива < ^9B >), нейтронного (крива <nn>) і протонного (крива <pp>) обмінів. Суцільна крива – когерентна сума цих процесів.

У пружному розсіянні ядер $^7\text{Li} + ^{16}\text{O}$ при $E_{\text{лаб.}}(^{16}\text{O}) = 36$ MeB ($E_{с.ц.м.} = 10,96$ MeB) [2] (рис. 5) домінує потенціальне розсіяння на всіх кутах. Лише на великих кутах інтерференція потенціального розсіяння та реорієнтації ядра ^7Li породжує чітко виражену осцилюючу форму кутового розподілу.

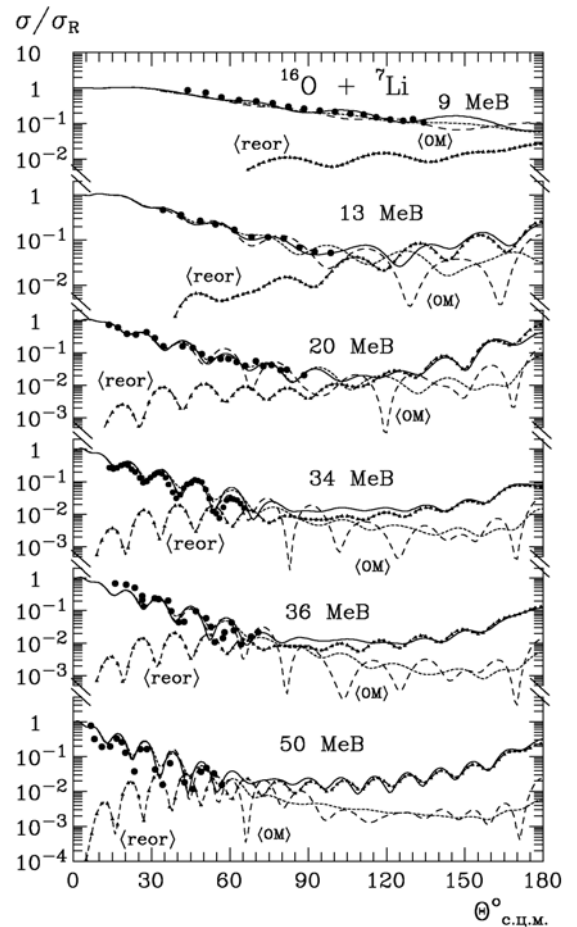


Рис. 4. Диференціальні перерізи пружного розсіяння ядер $^{16}\text{O} + ^7\text{Li}$ при $E_{\text{лаб.}}(^7\text{Li}) = 9$ і 13 MeB [4], 20 MeB [1], 34 MeB [6], 36 MeB [3] і 50 MeB [5]. Позначення кривих ті ж самі, що на рис. 3, але для інших енергій.

Єдині відомі дані непружного $^{16}\text{O} + ^7\text{Li}$ -розсіяння для переходу ядра ^7Li у збуджений стан 0,478 MeB при $E_{\text{лаб.}}(^7\text{Li}) = 34$ MeB [6] показано на рис. 6. Їх осцилюючий кутовий розподіл задовільно описується при значенні параметрів $a_v = a_w = 0,86$ фм, яке на 0,2 фм перевищує значення цих параметрів для основного стану ядра (див. табл. 2).

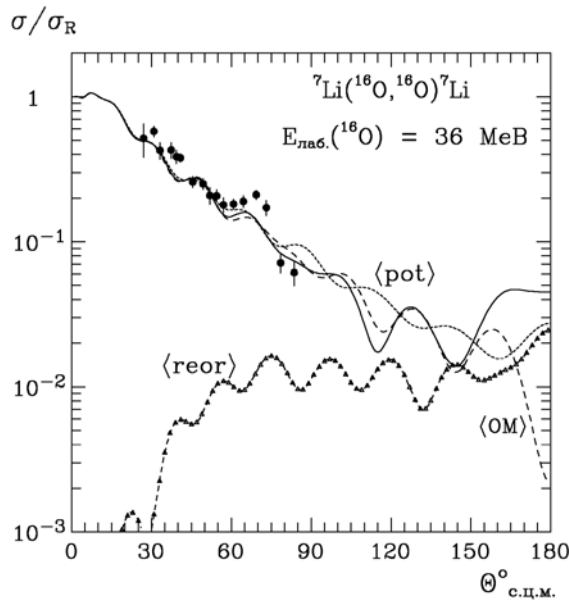


Рис. 5. Диференціальні перерізи пружного розсіяння ядер $^{16}\text{O} + ^7\text{Li}$ при енергії $E_{\text{лаб.}}(^{16}\text{O}) = 36$ МеВ [2]. Позначення кривих ті ж самі, що на рис. 3, але для іншої енергії.

Енергетична залежність параметрів оптичного потенціалу взаємодії ядер $^7\text{Li} + ^{16}\text{O}$

Параметри оптичного потенціалу взаємодії ядер $^7\text{Li} + ^{16}\text{O}$ (див. табл. 2), отримані з ОМ- і МЗКР-підгонки теоретичних перерізів до експериментальних даних [1 - 6], показано на рис. 7. Криві на цьому рисунку показують опис енергетичної залежності цих параметрів функціями (7) - (10) у результаті підгонки параметрів $Y_i = \{X_i^{\min}, X_i^{\max}, E_{X_i}, \Delta E_{X_i}\}$ за МНК. Отримані значення цих параметрів енергетичної залежності наведено в табл. 3.

Енергетична залежність параметрів $^7\text{Li} + ^{16}\text{O}$ -потенціалу на рис. 8 порівнюється з аналогічними залежностями параметрів оптичних потенціалів взаємодії ядер $^{11}\text{B} + ^7\text{Li}$ [11] і $^{14}\text{N} + ^7\text{Li}$ [16].

Як видно з рис. 7, найбільші зміни параметрів $^7\text{Li} + ^{16}\text{O}$ -потенціалу спостерігаються при енергіях $E_{\text{с.ц.м.}} < 20$ МеВ: значення параметрів V_0 , W_S , a_V і a_W зростають із збільшенням енергії. При $E_{\text{с.ц.м.}} > 20$ МеВ $V_0(E)$ спадає, а $W_S(E) = \text{const.}$ У цих інтервалах енергій $V_0(E)$ і $W_S(E)$ добре апроксимуються лінійними функціями

$$V_0(E) = \begin{cases} 9,2(E + 2,8) & \text{при } E < 20 \text{ МеВ,} \\ -1,14(E - 184,5) & \text{при } E > 20 \text{ МеВ,} \end{cases} \quad (15)$$

$$W_S(E) = \begin{cases} 0,37(E + 13,8) & \text{при } E < 20 \text{ МеВ,} \\ 15,2 & \text{при } E > 20 \text{ МеВ,} \end{cases} \quad (16)$$

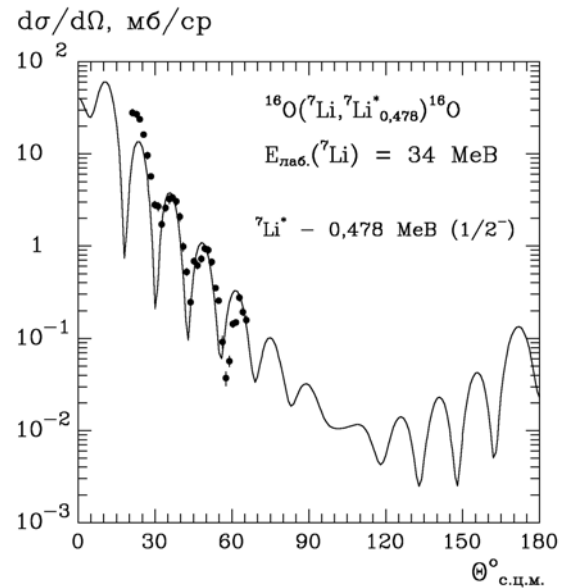


Рис. 6. Кутовий розподіл непружного розсіяння ядер $^7\text{Li} + ^{16}\text{O}$ для переходу ^7Li у стан $0,478$ МеВ при $E_{\text{лаб.}}(^7\text{Li}) = 34$ МеВ [6]. Крива - МЗКР-переріз.

де $E = E_{\text{с.ц.м.}}$. Раніше подібні лінійні залежності параметрів оптичних потенціалів взаємодії ядер $^6\text{Li} + ^9\text{Be}$, $^6\text{Li} + ^{12}\text{C}$, $^6\text{Li} + ^{13}\text{C}$, $^6\text{Li} + ^{16}\text{O}$ і $^6\text{Li} + ^{13}\text{C}$ від енергії $E_{\text{лаб.}}$ були встановлені в роботі [4]. Зокрема, для $^6\text{Li} + ^{16}\text{O}$ -потенціалу було отримано лінійну залежність [4]

$$W_S(E)(^6\text{Li} + ^{16}\text{O}) = 3,87 + 0,3 \cdot E_{\text{лаб.}} = 0,22(E + 17,6), \quad (17)$$

де $E = E_{\text{с.ц.м.}}$. Із порівняння виразів (16) і (17) випливає, що між $W_S(E)(^6\text{Li} + ^{16}\text{O})$ та $W_S(E)(^7\text{Li} + ^{16}\text{O})$ існує енергетичний зсув $E \approx 3,8$ МеВ.

Поведінку енергетичних залежностей параметрів оптичних потенціалів взаємодії ядер якісно можна пояснити таким чином.

При малих енергіях кулонівське відштовхування призводить до збільшення відстані мінімального зближення ядер та зниження чутливості взаємодії ядер до розподілу нуклонів в середині ядра. Отже, значення параметрів r_V , r_W збільшуються, а параметрів a_V і a_W зменшуються при зменшенні енергії. При збільшенні енергії до певної межі досягається порогове значення мінімального зближення ядер, подальше зменшення якого заборонено принципом Паулі. Тоді значення параметрів r_V , r_W досягають своєї нижньої межі, а значення параметрів a_V і a_W - верхньої.

Кулонівське відштовхування при зменшенні енергії призводить до зменшення числа пар нуклонів, що обумовлюють взаємодію ядер.

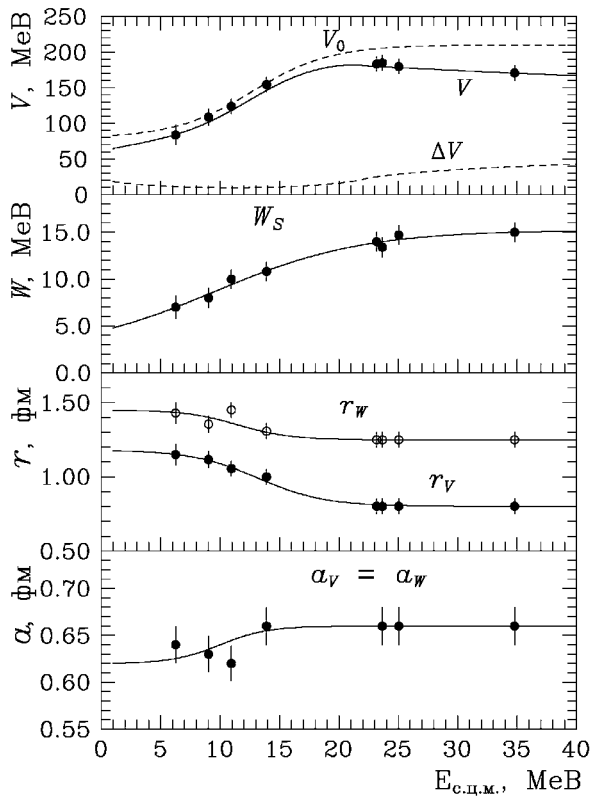


Рис. 7. Енергетична залежність параметрів оптичного потенціалу взаємодії ядер ${}^7\text{Li} + {}^{16}\text{O}$.

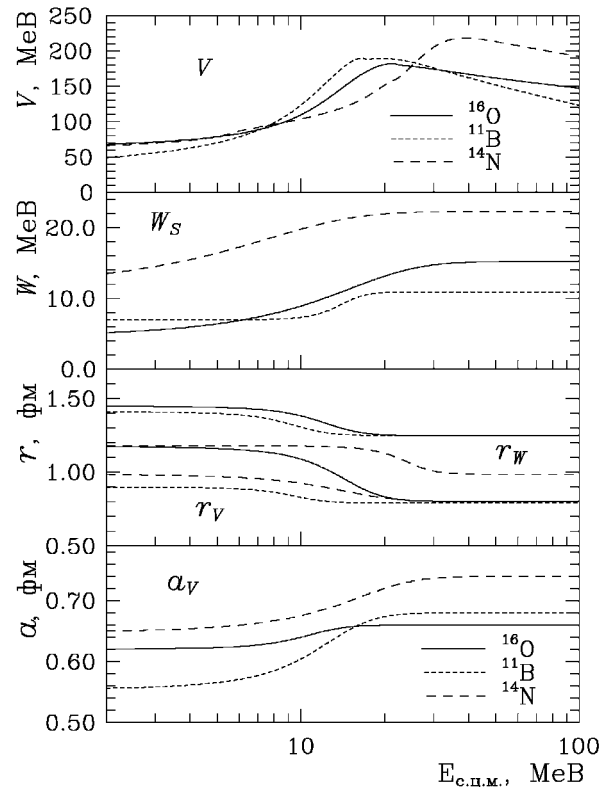


Рис. 8. Енергетичні залежності параметрів оптичних потенціалів взаємодії ядер ${}^{16}\text{O} + {}^7\text{Li}$ (суцільні криві), ${}^{14}\text{N} + {}^7\text{Li}$ (штрихові криві), ${}^{11}\text{B} + {}^7\text{Li}$ (пунктирні криві).

Таблиця 3. Енергетична залежність параметрів оптичного потенціалу ${}^7\text{Li} + {}^{16}\text{O}$ -розсіювання

$Y_i \downarrow$	$X_i \rightarrow$	V_0 MeB	W_S MeB	r_V фм	r_W фм	a_V фм	a_W фм
X_i^{min}		79,7	2,2	0,802	1,250	0,620	0,620
X_i^{max}		210,3	15,2	1,180	1,450	0,660	0,660
E_{X_i} , MeB		12,7	9,6	13,200	11,500	10,000	10,000
ΔE_{X_i} , MeB		3,3	6,2	2,800	2,198	2,000	2,000

Тому при низьких енергіях параметри V_0 , W_S мають малі значення. З ростом енергії число взаємодіючих пар нуклонів ядер збільшуються, досягаючи максимального значення при деякій пороговій енергії $E_{порог.}$. При цьому більшість каналів ядерних процесів відкривається, і ріст W_S практично припиняється: $W_S(E_{порог.}) = W_S^{max}$. Параметр $V_0(E)$ також досягає свого максимального значення $V_0(E_{порог.}) = V_0^{max}$. Але при подальшому збільшенні енергії зростає дисперсійна компонента ΔV_W , і $V(E)$ зменшується (див. формулу (9)).

Представлені на рис. 8 енергетичні залежності параметрів оптичних потенціалів розсіювання ядер ${}^{16}\text{O} + {}^7\text{Li}$, ${}^{14}\text{N} + {}^7\text{Li}$ і ${}^{11}\text{B} + {}^7\text{Li}$ свідчать про їх індивідуальний характер. Спільними ж рисами їх є описані вище загальні тенденції залежності від енергії.

Основні підсумки та висновки

Найвні експериментальні дані ${}^7\text{Li} + {}^{16}\text{O}$ -розсіювання при енергіях $E_{с.ц.м.} \approx 6,26 - 34,78$ MeB [1 - 6] проаналізовано за ОМ та МЗКР з метою отримання енергетичної залежності параметрів оптичних потенціалів взаємодії цих ядер, що потрібно для дослідження широкого кола ядерних реакцій ${}^7\text{Li}({}^{16}\text{O}, X)$ і ${}^{16}\text{O}({}^7\text{Li}, X)$ з виходом стабільних і нестабільних ядер X та вивчення властивостей всіх цих ядер в основних і збуджених станах.

Установлено, що ${}^7\text{Li} + {}^{16}\text{O}$ -розсіювання на кути $\theta_{с.ц.м.} < 90^\circ$ є потенціальним. Внесок реакцій передачі в експериментальні дані каналу пружного розсіювання є незначним в усьому кутовому діапазоні. У ${}^7\text{Li} + {}^{16}\text{O}$ -розсіюванні на великі кути домінує процес реорієнтації ядра ${}^7\text{Li}$ при енергіях $E_{с.ц.м.} > 10$ MeB. Це можна використати для до-

слідження квадрупольної деформації ядра ${}^7\text{Li}$. З аналізу даних для переходу на рівень 0,478 MeV ядра ${}^7\text{Li}$ отримано значення параметра деформації цього ядра $\delta_2 = 2$ фм.

Установлено енергетичну залежність параметрів оптичного потенціалу взаємодії ядер

${}^7\text{Li} + {}^{16}\text{O}$ в аналітичному вигляді. Порівнюючи ці залежності з аналогічними залежностями при взаємодії ядер ${}^7\text{Li}$ з ядрами ${}^{11}\text{B}$ і ${}^{14}\text{N}$, виявлено, що енергетичні залежності оптичних потенціалів мають строго індивідуальний характер.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

- Bethge K., Fou C. M., Zurmühle R. W. Elastic scattering of lithium nuclei // Nucl. Phys. A. - 1969. - Vol. 123. - P. 521 - 530.
- Orloff J., Daehnick W. W. Elastic scattering of ${}^{16}\text{O}$ by ${}^{48}\text{Ti}$, ${}^{40}\text{Ca}$, ${}^{27}\text{Al}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^7\text{Li}$, and ${}^6\text{Li}$ // Phys. Rev. C. - 1971. - Vol. 3. - P. 430 - 438.
- Schumacher P., Ueta N., Duhm H. H. et. al. Lithium elastic and inelastic scattering and lithium-induced single nucleon transfer reactions // Nucl. Phys. A. - 1973. - Vol. 212. - P. 573 - 599.
- Poling J. E., Norbeck E., Carlson R. R. Elastic scattering of lithium by ${}^9\text{Be}$, ${}^{10}\text{B}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{13}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$, and ${}^{28}\text{Si}$ from 4 to 63 MeV // Phys. Rev. C. - 1976. - Vol. 13. - P. 648 - 660.
- Cook J., Kemper K. W., Drumm P. V. et. al. ${}^{16}\text{O}({}^7\text{Li}, {}^7\text{Be}){}^{16}\text{N}$ reaction at 50 MeV // Phys. Rev. C. - 1984. - Vol. 30. - P. 1538 - 1544.
- Kemper K. W., Hall G. A., Van Verst S. P. et. al. Failure of finite-range distorted-wave Born approximation and coupled-channels Born approximation to describe (${}^7\text{Li}$, ${}^6\text{Li}$) single particle transitions // Phys. Rev. C. - 1988. - Vol. 38. - P. 2664 - 2669.
- Thompson I. J. Coupled reaction channels calculations in nuclear physics // Comp. Phys. Rep. - 1988. - Vol. 7. - P. 167 - 212.
- Mahaux C., Ngô H., Satchler G. R. Causality and the Threshold Anomaly of the Nucleus-Nucleus Potential // Nucl. Phys. A. - 1986. - Vol. 449. - P. 354 - 394.
- Rudchik A. T., Momotyuk O. A., Budzanowski A. et. al. One- and two-step mechanisms of the ${}^9\text{Be}({}^{12}\text{C}, {}^{11}\text{B}){}^{10}\text{B}$ reaction at $E_{\text{lab}}({}^{12}\text{C}) = 65$ MeV and the energy dependence of ${}^{11,10}\text{B} + {}^{10}\text{B}$ interactions // Nucl. Phys. A. - 2000. - Vol. 677. - P. 61 - 74.
- Nilsson B. S. SPI-GENOA: an Optical Model Search Code. - 1976 (Report / A Niels Bohr Institute).
- Rudchik A. A., Rudchik A. T., Kozratska G. M. et. al. ${}^7\text{Li} + {}^{11}\text{B}$ elastic and inelastic scattering in a coupled-reaction-channels approach // Phys. Rev. C. - 2005. - Vol. 72. - P. 034608-1/9.
- Smirnov Yu. F., Tchuvil'sky Yu. M. Cluster spectroscopic factors for the p -shell nuclei // Phys. Rev. C. - 1977. - Vol. 15, No. 1. - P. 84 - 93.
- Рудчик А. Т., Чувильский Ю. М. Вычисление спектроскопических амплитуд для произвольных ассоциаций нуклонов в ядрах 1р-оболочки (программа DESNA). - Киев, 1982. - 27 с. - (Препр. АН УССР. Ин-т ядерных исслед.; КИЯИ-82-12).
- Рудчик А. Т., Чувильский Ю. М. Спектроскопические амплитуды многонуклонных кластеров в ядрах 1р-оболочки и анализ реакций многонуклонных передач // УФЖ. - 1985. - Т. 30, № 6. - С. 819 - 825.
- Бояркина А. Н. Структура ядер 1р-оболочки. - М.: Изд-во Москов. ун-та, 1973. - 62 с.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЯДЕР ${}^7\text{Li} + {}^{16}\text{O}$

А. А. Рудчик, А. Т. Рудчик, К. В. Кемпер, В. М. Кирьянчук, О. А. Понкратенко

Экспериментальные данные упругого и неупругого рассеяния ядер при энергиях $E_{\text{с.н.м.}} = 6,26 - 34,78$ МэВ были проанализированы по оптической модели и методом связанных каналов реакций. В схему связи были включены каналы упругого и неупругого рассеяния ядер ${}^7\text{Li} + {}^{16}\text{O}$ и реориентация ядра ${}^7\text{Li}$. Оценены вклады потенциального рассеяния, реориентации ядра ${}^7\text{Li}$ и реакций передач в экспериментальные данные упругого рассеяния ядер ${}^7\text{Li} + {}^{16}\text{O}$ при разных энергиях. Получена энергетическая зависимость параметров оптического потенциала взаимодействия ядер ${}^7\text{Li} + {}^{16}\text{O}$ при учете дисперсионной зависимости между действительной и мнимой частями этого потенциала.

ENERGY DEPENDENCE OF THE ${}^7\text{Li} + {}^{16}\text{O}$ INTERACTION

А. А. Rudchik, А. Т. Rudchik, К. W. Kemper, V. M. Kyryanchuk, О. А. Ponkratenko

Data of the ${}^7\text{Li} + {}^{16}\text{O}$ elastic and inelastic scattering at $E_{\text{с.н.м.}} = 6.26 - 34.78$ MeV were analyzed within the optical model (OM) and coupled-reaction-channels method. The elastic and inelastic scattering as well as the reorientation of ${}^7\text{Li}$ were included in the coupled-channels-scheme. The contributions of the ${}^7\text{Li}$ reorientation to the elastic scattering data was estimated. The energy dependence of the ${}^7\text{Li} + {}^{16}\text{O}$ OM parameters was deduced. The dispersion relation between the real and imaginary parts of the OM potential was taken into account.

Надійшла до редакції 05.12.05,
після доопрацювання – 04.04.06.