

МЕХАНІЗМИ ПРУЖНОГО РОЗСІЯННЯ ЯДЕР ${}^7\text{Li}$, ${}^7\text{Be} + {}^9\text{Be}$
ТА ОПТИЧНІ ПОТЕНЦІАЛИ ЇХ ВЗАЄМОДІЇ

А. Т. Рудчик, В. О. Романишин, В. М. Кир'янчук, О. А. Понкратенко, В. В. Улещенко

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

Проаналізовано відомі з літератури експериментальні дані пружного розсіяння ядер ${}^7\text{Li} + {}^9\text{Be}$ та ${}^7\text{Be} + {}^9\text{Be}$ при енергіях $E_{\text{лаб.}}({}^7\text{Li}) = 15,75; 24; 30$ і 34 MeV та $E_{\text{лаб.}}({}^7\text{Be}) = 17, 19$ і 21 MeV за оптичною моделлю та методом зв'язаних каналів реакцій з урахуванням ролі процесів реорієнтації ядер ${}^7\text{Li}$, ${}^7\text{Be}$ і ${}^9\text{Be}$ та реакцій одно- й двоступінчастих передач у цьому розсіянні. Отримано набори параметрів оптичних потенціалів взаємодії ядер ${}^7\text{Li} + {}^9\text{Be}$ і ${}^7\text{Be} + {}^9\text{Be}$, їх енергетичну залежність та встановлено механізми пружного розсіяння даних ядер. Досліджено ізобаричні та ізотопні відмінності параметрів потенціалів взаємодії ядер ${}^7\text{Li} + {}^9\text{Be}$, ${}^7\text{Be} + {}^9\text{Be}$ і ${}^8\text{Be} + {}^9\text{Be}$.

Вступ

Відомі експериментальні дані пружного розсіяння ядер ${}^7\text{Li} + {}^9\text{Be}$ при енергіях $E_{\text{лаб.}}({}^7\text{Li}) = 15,75; 24$ і 30 MeV [1], 24 MeV [2] і 34 MeV [3] та ядер ${}^7\text{Be} + {}^9\text{Be}$ при енергіях $E_{\text{лаб.}}({}^7\text{Be}) = 17, 19$ і 21 MeV [1] уможливають отримання параметрів ${}^7\text{Li} + {}^9\text{Be}$ - і ${}^7\text{Be} + {}^9\text{Be}$ -потенціалів, їх енергетичної залежності та дослідження можливих їх ізобаричних відмінностей. Раніше, у цитованих роботах, ці дані аналізувались лише за оптичною моделлю без урахування можливих внесків у перерізи пружного розсіяння процесів реорієнтації цих ядер та реакцій передач. Ці процеси можуть бути важливими для розсіяння іонів ${}^7\text{Li}$ і ${}^7\text{Be}$ на середні та великі кути. І хоча експериментальні дані на цих кутах поки що відсутні, у даній статті ми наводимо наші розрахунки перерізів пружного розсіяння ядер ${}^7\text{Li} + {}^9\text{Be}$ і ${}^7\text{Be} + {}^9\text{Be}$ за методом зв'язаних каналів реакцій (МЗКР) у повному кутовому діапазоні як прогноз для майбутніх експериментів, зважаючи на важливість експериментальних даних на великих кутах для зменшення невизначеності параметрів оптичних ядро-ядерних потенціалів при їх отриманні з аналізу експериментальних даних.

Наш інтерес до параметрів оптичних ${}^7\text{Li} + {}^9\text{Be}$ - і ${}^7\text{Be} + {}^9\text{Be}$ -потенціалів, визначених на основі даних безпосередніх експериментів, обумовлений також нашими дослідженнями ${}^8\text{Be} + {}^9\text{Be}$ - і ${}^7\text{Be} + {}^{10}\text{Be}$ -потенціалів на основі експериментальних даних реакцій ${}^7\text{Li}({}^{10}\text{B}, {}^9\text{Be}){}^8\text{Be}$ [4] і ${}^7\text{Li}({}^{10}\text{B}, {}^{10}\text{Be}){}^7\text{Be}$ [5] при енергії $E_{\text{лаб.}}({}^{10}\text{B}) = 51$ MeV. Порівняльний аналіз значень параметрів усіх цих потенціалів важливий для вивчення відмінностей структури даних взаємодіючих ядер, від якої залежать параметри ядро-ядерних потенціалів.

Аналіз експериментальних даних

Експериментальні дані пружного розсіяння ядер ${}^7\text{Li} + {}^9\text{Be}$ та ${}^7\text{Be} + {}^9\text{Be}$ при енергіях $E_{\text{лаб.}}({}^7\text{Li}) =$

$= 15,75; 24$ і 30 MeV [1], 24 MeV [2] і 34 MeV [3] та $E_{\text{лаб.}}({}^7\text{Be}) = 17, 19$ і 21 MeV [1] проаналізовано за оптичною моделлю (ОМ) та МЗКР з використанням ядерних потенціалів типу Вудса – Саксона

$$U(r) = V_0 \left[1 + \exp\left(\frac{r - R_V}{a_V}\right) \right]^{-1} + iW_S \left[1 + \exp\left(\frac{r - R_W}{a_W}\right) \right]^{-1} \quad (1)$$

та кулонівських потенціалів рівномірно зарядженої кулі

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

де $R_i = r_i (A_p^{1/3} + A_t^{1/3})$ ($i = V, W, C$); A_p, A_t і Z_p, Z_t – маси і заряди іонів та ядер мішеней; e – заряд електрона.

В аналізі даних за ОМ підгонка параметрів $X_i = \{V_0, r_V, a_V, W_S, r_W, a_W\}$ оптичного потенціалу (1) проводилась до експериментальних даних за χ^2 -критерієм, незалежно для кожної енергії, з урахуванням обмеження на значення параметра R_V

$$R_{\text{comp}} \approx 1,25 \cdot (A_p + A_t)^{1/3} \leq R_V = r_V (A_p^{1/3} + A_t^{1/3}) \quad (3)$$

для врахування принципу Паулі при зіткненні ядер на малих відстанях. У цій нерівності R_{comp} – радіус компаунд-ядра. В усіх ОМ- і МЗКР-розрахунках для кулонівської взаємодії використовувався параметр $r_C = 1,25$ фм.

Значення параметрів X_i , отримані в ОМ-підгонках, використовувались як початкові для розрахунків за МЗКР. У цих розрахунках уточнювались усі X_i -параметри, проте найбільших змін зазнавали значення параметрів W_S і r_W .

У розрахунках за МЗКР зв'язувались канали пружного й непружного розсіяння ядер для низькоенергетичних збуджень ядер аж до енергії ~ 9 MeV, процеси реорієнтації ядер, а також най-

більш важливі реакції передач, діаграми яких представлено на рис. 1 і 2. При цьому вважалось, що ядра деформовані

$$R = R_0 + \sum_{\lambda \neq 0} \delta_\lambda Y_\lambda^0(\theta), \quad (4)$$

а їх збуджені стани мають колективну (ротаційну) природу. Переходи в такі стани обчислювались з використанням форм-фактора

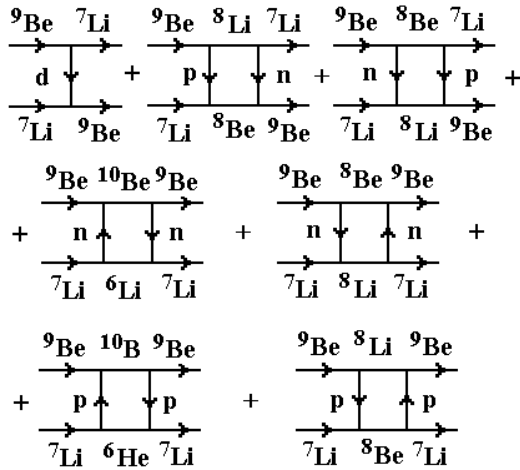


Рис. 1. Діаграми реакцій передач для ${}^7\text{Li} + {}^9\text{Be}$ -розсіяння.

Матричні елементи $T_{J^\pi, J^\pi}^{\lambda=2}$ реорієнтації ядер ${}^7\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$ і ${}^{10}\text{Be}$ обчислювались як квадрупольні ротаційні переходи під дією оператора $V_{\lambda=2}(r)$ з передачею орбітального моменту $L = \lambda = 2$ [6]:

$$T_{J^\pi, J^\pi}^{\lambda=2} = \langle E, J^\pi | V_{\lambda=2}(r) Y_2^0 | E, J^\pi \rangle. \quad (6)$$

Розрахунки перерізів реакцій здійснювались із спектроскопічними амплітудами S_x нуклонів і кластерів x у системах $A = C + x$

$$S_x = \begin{pmatrix} A \\ x \end{pmatrix}^{1/2} \langle \Psi_A | \Psi_C \Psi_x; \varphi_{xC} \rangle, \quad (7)$$

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

A	C	x	nL_J	S_x	A	C	x	nL_J	S_x
${}^7\text{Li}$	${}^6\text{He}$	p	$1P_{3/2}$	0,805	${}^9\text{Be}$	${}^7\text{Li}$	d	$2S_1$	-0,226 ^a
${}^7\text{Li}$	${}^6\text{Li}$	n	$1P_{1/2}$	-0,657				$1D_1$	0,111 ^a
			$1P_{3/2}$	-0,735 ^a				$1D_3$	-0,624 ^a
${}^8\text{Li}$	${}^7\text{Li}$	n	$1P_{1/2}$	0,478	${}^9\text{Be}$	${}^8\text{Li}$	p	$1P_{1/2}$	-0,375 ^a
${}^7\text{Be}$	${}^6\text{Li}$	p	$1P_{1/2}$	-0,657	${}^9\text{Be}$	${}^7\text{Be}$	2n	$2S_0$	0,247
			$1P_{3/2}$	-0,735 ^a				$1D_2$	0,430
${}^7\text{Be}$	${}^6\text{Be}$	n	$1P_{3/2}$	-0,805	${}^9\text{Be}$	${}^8\text{Be}$	n	$1P_{3/2}$	0,866
${}^8\text{Be}$	${}^7\text{Li}$	p	$1P_{3/2}$	1,234 ^a	${}^{10}\text{Be}$	${}^9\text{Be}$	n	$1P_{3/2}$	1,406 ^a
${}^8\text{Be}$	${}^7\text{Be}$	n	$1P_{3/2}$	-1,234 ^a	${}^{10}\text{B}$	${}^9\text{Be}$	p	$1P_{3/2}$	1,185
${}^8\text{B}$	${}^7\text{Be}$	p	$1P_{1/2}$	0,478					

^a $S_{\text{FRESCO}} = (-1)^{J_c + J - J_A} S_x = -S_x$.

$$V_\lambda(r) = -\frac{\delta_\lambda}{\sqrt{4\pi}} \frac{dU(r)}{dr}, \quad (5)$$

де δ_λ – довжина деформації ядер λ -мультипольності. Розрахунки перерізів непружного розсіяння ядер та процесів реорієнтації проводились з такими параметрами деформації ядер: $\delta_2 = 1,6$ фм; $\delta_4 = 1,0$ фм для ${}^7\text{Li}$ [19] і ${}^7\text{Be}$ та $\delta_1 = 2,0$ фм, $\delta_2 = 1,8$ фм; $\delta_3 = 1,0$ фм і $\delta_4 = 0,4$ фм для ${}^9\text{Be}$ [20].

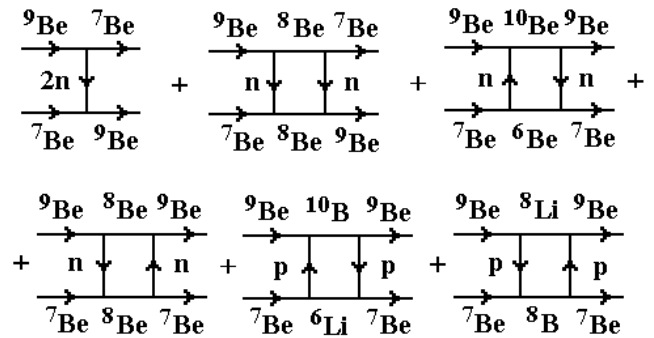


Рис. 2. Діаграми реакцій передач для ${}^7\text{Be} + {}^9\text{Be}$ -розсіяння.

отриманими в рамках трансляційно-інваріантної моделі оболонок (TIMO) [7] за допомогою програми DESNA [8, 9] із використанням таблиць хвильових функцій роботи [10]. У виразі (7) Ψ_A , Ψ_C , Ψ_x – хвильові функції внутрішніх станів ядер A , C , x відповідно, а φ_{xC} – хвильова функція руху кластера x відносно серцевини (кору) C ядра A . Використай у МЗКР-розрахунках спектроскопічні амплітуди S_x містяться в табл. 1.

Хвильові функції зв'язаних станів нуклонів і кластерів обчислювались стандартним способом шляхом підгонки параметра V дійсного потенціалу Вудса - Саксона для отримання відповідних значень енергії зв'язку нуклона чи кластера x у системах $A = C + x$. При цьому для даного потенціалу використовувались значення параметрів $a_V = 0,65$ фм та $r_V = 1,25A^{1/3} / (C^{1/3} + x^{1/3})$ фм.

ОМ- і МЗКР-розрахунки здійснювались за

допомогою програм SPI-GENOA [11] і FRESCO [12] відповідно.

Досягнуті в результаті підгонки параметрів ${}^7\text{Li} + {}^9\text{Be}$ - і ${}^7\text{Be} + {}^9\text{Be}$ -потенцілів успіхи в описі експериментальних даних пружного розсіяння ядер ${}^7\text{Li} + {}^9\text{Be}$ і ${}^7\text{Be} + {}^9\text{Be}$ при різних енергіях демонструються на рис. 3 - 6, а відповідні набори X_i -параметрів представлено в табл. 2, а також показано на рис. 7 точками.

Таблиця 2. Параметри ${}^7\text{Li} + {}^9\text{Be}$ - і ${}^7\text{Be} + {}^9\text{Be}$ -потенціалів

Система ядер	$E_{\text{лаб.}}$, MeB	$E_{\text{с.ц.м.}}$, MeB	V_0 , MeB	r_V , фм	a_V , фм	W_S , MeB	r_W , фм	a_W , фм
${}^7\text{Li} + {}^9\text{Be}$	15,75	8,86	170,0	0,900	0,710	9,4	1,410	0,710
	24,0	13,50	195,4	0,851	0,760	13,0	1,320	0,760
	30,0	16,88	178,0	0,789	0,780	12,8	1,250	0,780
	34,0	19,13	170,3	0,789	0,780	15,8	1,310	0,780
${}^7\text{Be} + {}^9\text{Be}$	17,0	9,56	174,6	0,901	0,732	10,1	1,391	0,732
	19,0	10,69	184,1	0,878	0,741	11,1	1,367	0,741
	21,0	11,81	189,4	0,856	0,750	12,1	1,344	0,750

На рис. 3 показано експериментальні дані пружного розсіяння ядер ${}^7\text{Li} + {}^9\text{Be}$ при енергії $E_{\text{лаб.}}({}^7\text{Li}) = 34$ MeB [3] та відповідні розрахунки за ОМ (крива <ОМ>) і МЗКР для передачі дейтрона (крива <d>), послідовних обмінів нейтронами й протонами (криві <nn> і <pp> відповідно), $n + p$ і $p + n$ -передач (крива <np>) та реорієнтації ядер ${}^7\text{Li}$ і ${}^9\text{Be}$ (крива <геог> показує когерентну суму перерізів реорієнтацій обох ядер). Видно, що на малих кутах основну роль відіграє потенціальне розсіяння, на великих кутах – передача дейтрона, а на середніх кутах потенціальне розсіяння, передача дейтрона та процеси реорієнтації ядер ${}^7\text{Li}$ і ${}^9\text{Be}$. Двоступінчасті реакції передач нуклонів $p + p$, $n + n$ та $n + p$ не відіграють суттєвої ролі у пружному розсіянні ядер ${}^7\text{Li} + {}^9\text{Be}$ при всіх досліджуваних енергіях іонів ${}^7\text{Li}$. Як видно з рис. 3, когерентна сума МЗКР-перерізів усіх вищезгаданих процесів (крива Σ) задовільно описує експериментальні дані пружного розсіяння ядер ${}^7\text{Li}$ і ${}^9\text{Be}$ при енергії $E_{\text{лаб.}}({}^7\text{Li}) = 34$ MeB [3]. Для остаточного висновку про механізми пружного розсіяння ядер ${}^7\text{Li}$ і ${}^9\text{Be}$ та надійного визначення параметрів оптичного потенціалу взаємодії цих ядер необхідні ще експериментальні дані хоча б в області великих кутів. Ці дані відсутні в усіх відомих публікаціях з даного розсіяння.

На рис. 4 представлено експериментальні диференціальні перерізи пружного розсіяння ядер ${}^7\text{Li} + {}^9\text{Be}$ при енергіях $E_{\text{лаб.}}({}^7\text{Li}) = 15,75$; 24 і 30 MeB [1] і 24 MeB [2] як відношення до куло-

нівського розсіяння разом з відповідними ОМ- та МЗКР-перерізами для основних механізмів. Як і в попередньому випадку, на малих кутах домінує потенціальне розсіяння, а на великих кутах – передача дейтрона та реорієнтація ядер ${}^7\text{Li}$ і ${}^9\text{Be}$. В області середніх кутів важливі всі три процеси. Когерентні суми перерізів усіх трьох механізмів (криві Σ) задовільно описують експериментальні дані при всіх досліджуваних енергіях. МЗКР-розрахунки прогнозують зростання перерізів пружного розсіяння ядер ${}^7\text{Li} + {}^9\text{Be}$ відносно кулонівського розсіяння на великих кутах при всіх енергіях.

На рис. 5 представлено експериментальні дані пружного розсіяння ядер ${}^7\text{Be} + {}^9\text{Be}$ при енергії $E_{\text{лаб.}}({}^7\text{Be}) = 21$ MeB [1] та відповідні розрахунки за ОМ (крива <ОМ>) і МЗКР для передачі дейтрона (крива <2n>), послідовних обмінів нейтронами й протонами (криві <nn> і <pp> відповідно) та реорієнтації ядер ${}^7\text{Be}$ і ${}^9\text{Be}$ (крива <геог> показує когерентну суму перерізів реорієнтацій обох ядер). Видно, що основну роль у даному пружному розсіянні відіграють потенціальне розсіяння та процеси реорієнтації ядер. Реакції передач дейтрона та послідовних передач нуклонів мають другорядне значення. Така ситуація спостерігається й для енергій $E_{\text{лаб.}}({}^7\text{Be}) = 17$ та 19 MeB [1], як видно на рис. 6, де показано відношення диференціальних перерізів пружного розсіяння ядер ${}^7\text{Be} + {}^9\text{Be}$ до кулонівського розсіяння при цих енергіях. Когерентні суми

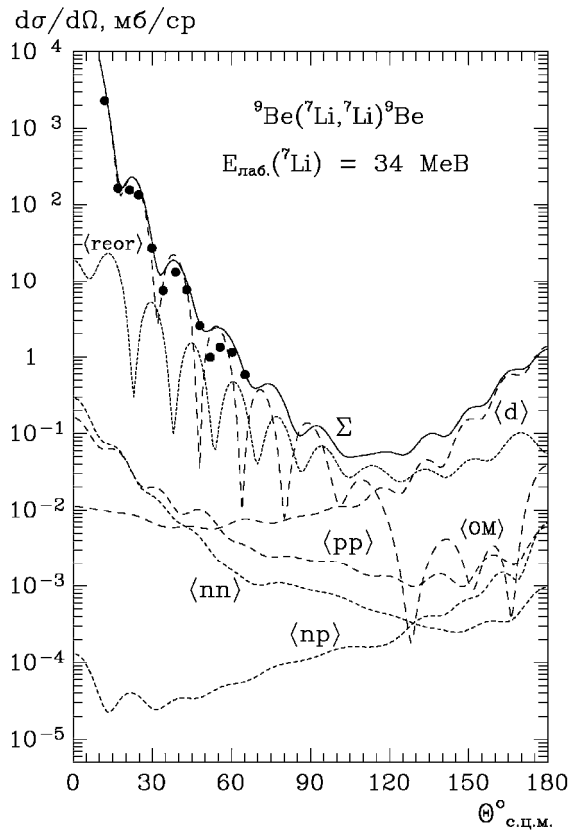


Рис. 3. Диференціальні перерізи пружного розсіяння ядер ${}^7\text{Li} + {}^9\text{Be}$ при енергії $E_{\text{лаб.}}({}^7\text{Li}) = 34$ МеВ [3]. Криві – розрахунки за ОМ та МЗКР.

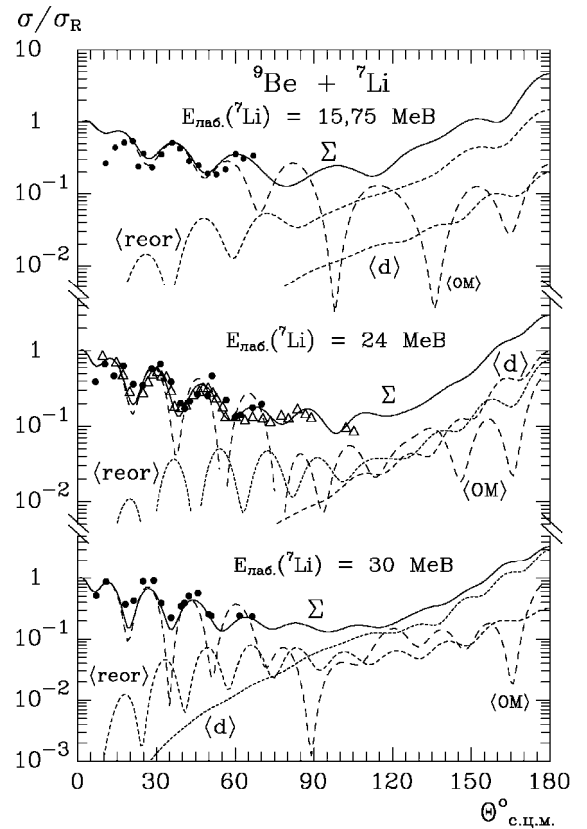


Рис. 4. Те ж, що на рис. 3, але при енергіях $E_{\text{лаб.}}({}^7\text{Li}) = 15,75; 24$ і 30 МеВ (точки) [1] і 24 МеВ (трикутники) [2] відносно кулонівського розсіяння.

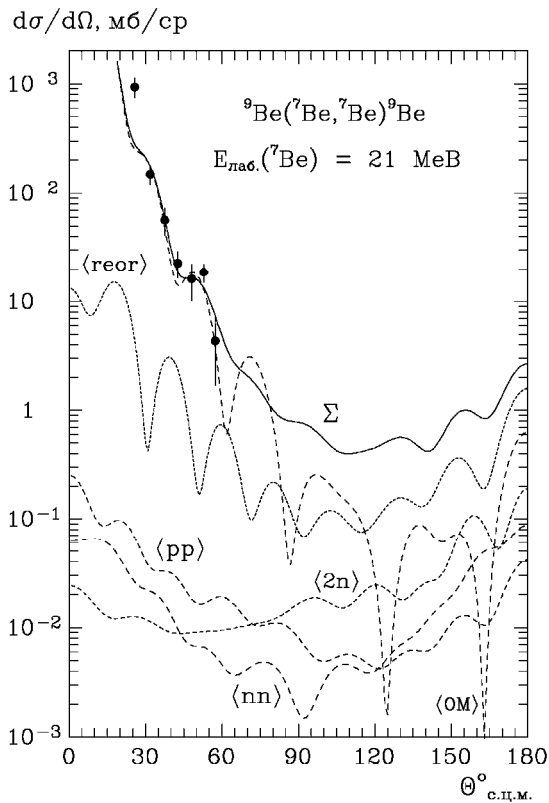


Рис. 5. Диференціальні перерізи пружного розсіяння ядер ${}^7\text{Be} + {}^9\text{Be}$ при енергії $E_{\text{лаб.}}({}^7\text{Be}) = 21$ МеВ [1]. Криві – розрахунки за ОМ та МЗКР.

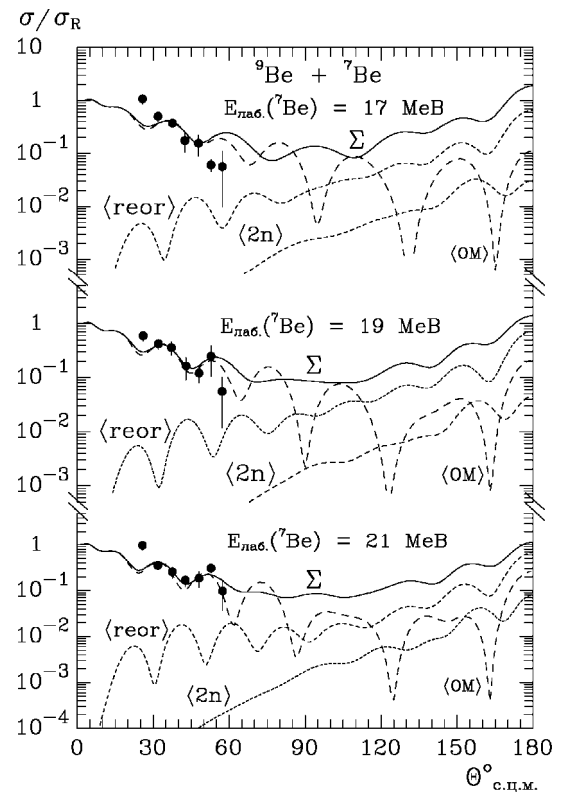


Рис. 6. Те ж саме, що на рис. 5, але для енергій $E_{\text{лаб.}}({}^7\text{Be}) = 17, 19$ і 21 МеВ [1] як відношення до кулонівського розсіяння.

МЗКР-перерізів усіх механізмів даного розсіяння (криві Σ) задовільно описують наявні експериментальні дані та прогнозують зростання перерізів ${}^7\text{Be} + {}^9\text{Be}$ -розсіяння відносно кулонівського розсіяння на великих кутах, де відсутні експериментальні дані.

$$X_i(E) = \begin{cases} X_i^{\max} - (X_i^{\max} - X_i^{\min}) \cdot g(E, E_{X_i}, \Delta E_{X_i}) & \text{для } X_i = V_0, W_S, a_V, a_W, \\ X_i^{\min} + (X_i^{\max} - X_i^{\min}) \cdot g(E, E_{X_i}, \Delta E_{X_i}) & \text{для } X_i = r_V, r_W, \end{cases} \quad (8)$$

де

$$g(E, E_{X_i}, \Delta E_{X_i}) = \left[1 + \exp\left(\frac{E - E_{X_i}}{\Delta E_{X_i}}\right) \right]^{-1}, \quad (9)$$

а $Y_i = \{X_i^{\min}, X_i^{\max}, E_{X_i}, \Delta E_{X_i}\}$ - параметри енергетичної залежності оптичних потенцілів. Підгонка цих параметрів до значень параметрів оптичних потенцілів здійснювалась за методом найменших квадратів (χ^2 -методом).

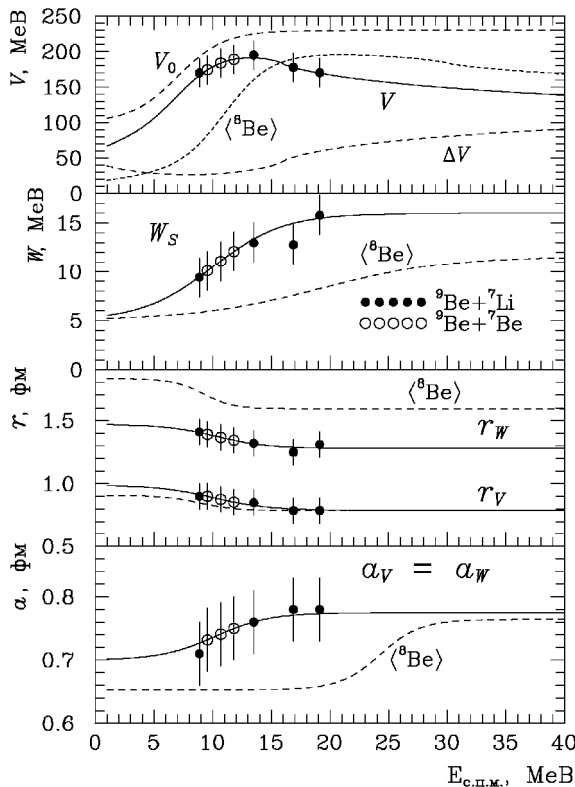


Рис. 7. Енергетичні залежності параметрів ${}^7\text{Li}({}^7\text{Be}) + {}^9\text{Be}$ -потенцілів (точки та суцільні криві) у порівнянні з відповідними залежностями параметрів ${}^8\text{Be} + {}^9\text{Be}$ -потенціалу (криві $\langle {}^8\text{Be} \rangle$).

При цьому враховувалась дисперсійна залежність між дійсною та уявною частинами оптичного потенціалу [14]

Отримані в результаті підгонок параметри $X_i = \{V_0, r_V, a_V, W_S, r_W, a_W\}$ ${}^7\text{Li} + {}^9\text{Be}$ - і ${}^7\text{Be} + {}^9\text{Be}$ -потенцілів містяться в табл. 2 і показані на рис. 7 залежно від енергії $E_{\text{с.п.м}}$ темними та світлими точками відповідно. Енергетична залежність цих параметрів наближувалась параметризованими функціями [13]

$$V(r, E) = V_0(E) + \Delta V(r, E) = V_0(E) + \frac{P}{\pi} \int_0^\infty \frac{W(r, E')}{E' - E} dE' \quad (10)$$

(P вказує на головне значення інтеграла). При $r = 0$ ці співвідношення виражають зв'язок між параметрами глибин дійсної та уявної частин потенціалу розсіяння.

Отримані в результаті підгонки значення параметрів $Y_i = \{X_i^{\min}, X_i^{\max}, E_{X_i}, \Delta E_{X_i}\}$ енергетичної залежності ${}^7\text{Li}({}^7\text{Be}) + {}^9\text{Be}$ -потенцілів наведено в табл. 3, а графіки відповідних функцій для параметрів ${}^7\text{Li}({}^7\text{Be}) + {}^9\text{Be}$ -потенціалу – на рис. 7 (суцільні криві). Видно, що параметри ${}^7\text{Be} + {}^9\text{Be}$ -потенціалу (світлі точки на даному рисунку) добре узгоджуються з енергетичною залежністю параметрів ${}^7\text{Li} + {}^9\text{Be}$ -потенціалу.

Для порівняння на рис. 7 показано також енергетичні залежності параметрів ${}^8\text{Be} + {}^9\text{Be}$ -потенціалу [4]. Видно, що ці залежності значно відрізняються від відповідних залежностей ${}^7\text{Li}({}^7\text{Be}) + {}^9\text{Be}$ -потенціалу. Ці два потенціали порівнюються на рис. 8. Видно, що уявні частини оптичних потенцілів взаємодії ядер ${}^8\text{Be} + {}^9\text{Be}$ та ${}^7\text{Li}({}^7\text{Be}) + {}^9\text{Be}$ значно відрізняються в периферійній області. Можна вважати, що це обумовлено різною структурою ядер ${}^7\text{Li}({}^7\text{Be})$ і ${}^8\text{Be}$, від якої дуже залежить уявна частина оптичного потенціалу.

Про залежність дійсних частин ${}^7\text{Li}({}^7\text{Be}) + {}^9\text{Be}$ - і ${}^8\text{Be} + {}^9\text{Be}$ -потенцілів від структури взаємодіючих ядер можна судити з порівняння фолдінг-потенцілів взаємодії цих пар ядер. Таке порівняння зроблено на рис. 9, де представлено відповідні фолдінг-потенціали, обчислені за моделлю подвійної згортки (double folding) згідно з формулою

$$V(\vec{R}) = \int \rho_P(\vec{r}_P) \rho_T(\vec{r}_T) v(\vec{R} + \vec{r}_T - \vec{r}_P) d^3 r_P d^3 r_T, \quad (11)$$

де $\rho_P(\vec{r}_P)$, $\rho_T(\vec{r}_T)$ - розподіли густин нуклонів у налітаючому іоні P та ядрі мішені T відповідно;

$v(\vec{R} + \vec{r}_T - \vec{r}_P)$ - нуклон-нуклонний потенціал. У розрахунках використовувався модифікований трикомпонентний потенціал Юкави (МЗУ – modified three-component Yukawa potential) нуклон-нуклонної взаємодії

$$v(r) = 7999 \frac{e^{-4r}}{4r} - 2134 \frac{e^{2,5r}}{2,5r} - 276 \left(1 - 0,005 \frac{E}{A}\right) \delta(r), \quad (12)$$

де E – енергія налітаючого іона; A – маса іона; $\delta(r)$ – дельта-функція.

Таблиця 3. Параметри енергетичної залежності потенціалів взаємодії ядер ${}^7\text{Li} + {}^9\text{Be}$ та ${}^7\text{Be} + {}^9\text{Be}$

Y_i	X_i					
	V_0 , МеВ	W_S , МеВ	r_V , фМ	r_W , фМ	a_V , фМ	a_W , фМ
X_i^{\min}	100,0	5,0	0,790	1,280	0,700	0,700
X_i^{\max}	230,0	16,0	0,990	1,470	0,775	0,775
E_{X_i} , МеВ	7,0	10,0	10,100	10,300	10,200	10,200
ΔX_i , МеВ	2,0	3,0	2,400	2,200	2,300	2,300

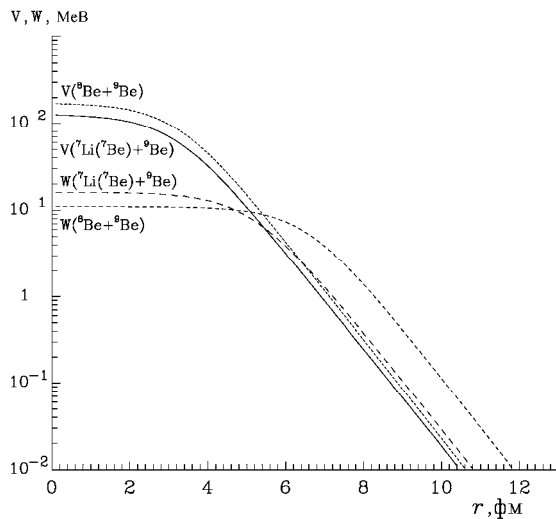


Рис. 8. Потенціали взаємодії ядер ${}^7\text{Li}({}^7\text{Be}) + {}^9\text{Be}$ та ${}^8\text{Be} + {}^9\text{Be}$ при енергії $E_{\text{с.ц.м.}} = 31,6$ МеВ, при якій незначно проявляються порогові ефекти.

При обчисленні потенціалу $V(r)$ взаємодії ядер ${}^7\text{Li}({}^7\text{Be}) + {}^9\text{Be}$ використовувались розподіли нуклонів, одержані з розподілу заряду в ядрах ${}^7\text{Li}$ і ${}^9\text{Be}$ [15], а в розрахунках $V(r)$ для ${}^8\text{Be} + {}^9\text{Be}$ -потенціалу - розподіл густини нуклонів у ${}^8\text{Be}$, отриманий на основі α - α -потенціалу [16]. При цьому вважалось, що розподіли нуклонів в ядрах ${}^7\text{Li}$ і ${}^7\text{Be}$ однакові, а значить, тотожними є і фолдінг-потенціали взаємодії ядер ${}^7\text{Li} + {}^9\text{Be}$ і ${}^7\text{Be} + {}^9\text{Be}$.

Фолдінг-потенціали обчислювались за допомогою програми DFROT [17, 18].

На рис. 9 фолдінг-потенціали взаємодії ядер ${}^7\text{Li} + {}^9\text{Be}$ і ${}^8\text{Be} + {}^9\text{Be}$ порівнюються між собою та з дійсною частиною оптичного ${}^7\text{Li} + {}^9\text{Be}$ -потенціалу, отриманого з підгонки експериментальних даних пружного розсіяння цих ядер при енергії $E_{\text{лаб.}}({}^7\text{Li}) = 34$ МеВ [3]. Видно, що на малих відстанях взаємодії ядер ці потенціали практично однакові. Дійсна частина оптичного ${}^7\text{Li} + {}^9\text{Be}$ -

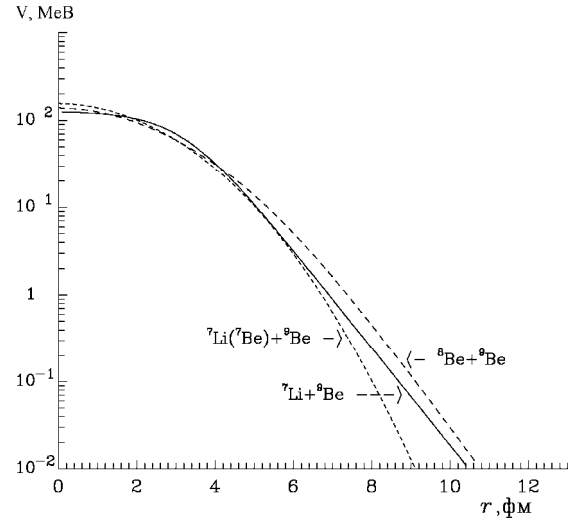


Рис. 9. Фолдінг-потенціали $V(r)$ взаємодії ядер ${}^7\text{Li} + {}^9\text{Be}$ і ${}^8\text{Be} + {}^9\text{Be}$ (штрихові криві) у порівнянні з дійсною частиною оптичного ${}^7\text{Li} + {}^9\text{Be}$ -потенціалу при енергії $E_{\text{с.ц.м.}} = 19,1$ МеВ, отриманого з аналізу експериментальних даних [3].

потенціалу та відповідний фолдінг-потенціал практично збігаються аж до відстані $r = 6$ фМ, що значно перевищує радіус компаунд-ядра $R_{\text{комп.}} = 3,15$ фМ. На великих відстанях фолдінг-потенціал швидше спадає, ніж практично підібраний оптичний потенціал. Проте обчислені за обома потенціалами МЗКР-перерізи пружного розсіяння ядер ${}^7\text{Li} + {}^9\text{Be}$ відрізняються несуттєво.

Основні результати та висновки

Підсумовуючи проведений аналіз експериментальних даних пружного розсіяння ядер ${}^7\text{Li} + {}^9\text{Be}$ і ${}^7\text{Be} + {}^9\text{Be}$ за ОМ та МЗКР, можна відзначити основні результати та зробити такі висновки:

отримано набори параметрів оптичних ${}^7\text{Li}$, ${}^7\text{Be} + {}^9\text{Be}$ -потенціалів та визначено їх енергетичну залежність, яка значно відрізняється від відповідної залежності параметрів ${}^8\text{Be} + {}^9\text{Be}$ -потенціалу, одержаного з МЗКР-аналізу експе-

риментальних даних реакції ${}^7\text{Li}({}^{10}\text{B}, {}^9\text{Be}){}^8\text{Be}$ [4]; ці відмінності в енергетичній залежності параметрів ${}^7\text{Be} + {}^9\text{Be}$ - і ${}^8\text{Be} + {}^9\text{Be}$ -потенціалів можна назвати *ізотопічним ефектом* у розсіянні цих ядер; визначені на основі експериментальних даних набори параметрів оптичних потенціалів ${}^7\text{Li}$, ${}^7\text{Be} + {}^9\text{Be}$ -розсіяння добре узгоджуються з відповідними фолдінг-потенціалами, обчисленими з використанням ефективного МЗУ-потенціалу взаємодії нуклонів та припущення про однаковий розподіл нуклонів в ядрах ${}^7\text{Li}$ і ${}^7\text{Be}$; показано, що ${}^8\text{Be} + {}^9\text{Be}$ -фолдінг-потенціал суттєво відрізняється від відповідного ${}^7\text{Be} + {}^9\text{Be}$ -потен-

ціалу лише в периферійній області взаємодії ядер;

розсіяння ядер ${}^7\text{Li} + {}^9\text{Be}$ і ${}^7\text{Be} + {}^9\text{Be}$ на кути $\theta_{\text{с.ц.м.}} < 90^\circ$ обумовлене, в основному, потенціальним розсіянням, а виліт іонів на великі кути відбувається, згідно з МЗКР-розрахунками, процесами реорієнтації ядер ${}^7\text{Li}$, ${}^7\text{Be}$ і ${}^9\text{Be}$ та (${}^7\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$)-реакцією передачі дейтрона; передача динейтрона $2n$ в (${}^7\text{Be}$, ${}^9\text{Be}$)-реакції не відіграє суттєвої ролі в ${}^7\text{Be} + {}^9\text{Be}$ -розсіянні; реакції двоступінчастих передач нуклонів мають другорядне значення в обох досліджуваних видах пружного розсіяння.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Verma S., Das J.J., Jhingan A. et al. Measurements of elastic scattering for ${}^7\text{Be}$, ${}^7\text{Li} + {}^9\text{Be}$ systems and fusion cross sections for ${}^7\text{Li} + {}^9\text{Be}$ system // Eur. Phys. J. Special Topics. - 2007. - Vol. 150. - P. 75 - 78.
2. Weber K.A., Meier-Ewert K., Schidt-Böcking H., Bethge K. Elastic scattering of ${}^7\text{Li}$ from light target nuclei // Nucl. Phys. A. - 1972. - Vol. 186. - P. 145 - 151.
3. Kemper K.W., Moore G.E., Puigh R.J., White R.I. Spectroscopic information from the ${}^9\text{Be}({}^7\text{Li}, {}^6\text{He}){}^{10}\text{B}$ and ${}^9\text{Be}({}^7\text{Li}, {}^6\text{Li}){}^{10}\text{Be}$ reaction // Phys. Rev. C. - 1977. - Vol. 15, No. 5. - P. 1726 - 1731.
4. Романишин В. О., Рудчик А. Т., Коцый Є. І. та ін. Механізми реакцій ${}^7\text{Li}({}^{10}\text{B}, {}^9\text{Be}){}^8\text{Be}$, ${}^{10}\text{B}({}^7\text{Li}, {}^9\text{Be}){}^8\text{Be}$ та потенціал взаємодії ядер ${}^8\text{Be} + {}^9\text{Be}$ // Ядерна фізика та енергетика. - 2008. - № 2 (24). - С. 14.
5. Romanyshyn V. O., Rudchik A. T., Koshchy E. I. et al. Mechanism of ${}^7\text{Li}({}^{10}\text{B}, {}^{10}\text{Be}){}^7\text{Be}$ reaction and ${}^7\text{Be} + {}^{10}\text{Be}$ -potential // In Proceedings of the 2-nd Int. Conf. "Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy" (Kyiv, June 9 - 15, 2008): Book of Abstracts. - Kyiv, 2008. - P. 145.
6. Videbæk F., Christensen P. R., Hansen Ole, Ulbak K. Coulomb-nuclear interference and nuclear reorientation in the scattering of ${}^{16,18}\text{O}$ by ${}^{58}\text{Ni}$ and ${}^{64}\text{Ni}$ // Nucl. Phys. A. - 1976. - Vol. 256. - P. 301 - 311.
7. Smirnov Yu.F., Tchuvil'sky Yu.M. Cluster spectroscopic factors for the p-shell nuclei // Phys. Rev. C. - 1977. - Vol. 15. - P. 84 - 93.
8. Рудчик А. Т., Чувильский Ю. М. Вычисление спектроскопических амплитуд для произвольных ассоциаций нуклонов в ядрах 1p-оболочки (программа DESNA). - Киев, 1982. - 27 с. - (Препр. / АН УССР. Ин-т ядерных исслед.; КИЯИ-82-12).
9. Рудчик А. Т., Чувильский Ю. М. Спектроскопические амплитуды многонуклонных кластеров в ядрах 1p-оболочки и анализ реакций многонуклонных пе-
редач // УФЖ. - 1985. - Т. 30, № 6. - С. 819 - 825.
10. Бояркина А. Н. Структура ядер 1p-оболочки. - М.: Изд-во Москов. ун-та, 1973. - 62 с.
11. Nilsson B. S. SPI-GENOA: an Optical Model Search-Code. 1976 (Report/A Niels Bohr Institute).
12. Thompson I. J. Coupled reaction channels calculations in nuclear physics // Comp. Phys. Rep. - 1988. - Vol. 7. - P. 167 - 212.
13. Rudchik A. T., Budzanowski A., Chernievsky V. K. et al. The ${}^{11}\text{B} + {}^{12}\text{C}$ elastic and inelastic scattering at $E_{\text{lab}}({}^{11}\text{B}) = 49$ MeV and energy dependence of the ${}^{11}\text{B} + {}^{12}\text{C}$ interaction // Nucl. Phys. A. - 2001. - Vol. 695. - P. 51 - 68.
14. Mahaux C., Ngö H., Satchler G. R., Casuality and the threshold anomaly of the nucleus-nucleus potential // Nucl. Phys. A. - 1986. - 449. P. 354 - 394.
15. De Vries H., Jager C.W., De Vries C. // Atomic Data and Nuclear Data Tables. - 1987. - Vol. 36. - P. 495 - 536.
16. Mohr P., Abele H., Kölle V. et al. Properties of ${}^8\text{Be}$ and ${}^{12}\text{C}$ deduced from the folding-potential model // Z. Phys. A. - 1994. - Vol. 349. - P. 339 - 340.
17. Cook J. DF POT - a program for the calculation of double folded potentials // Comp. Phys. Com. - 1982. - Vol. 25, Is. 2. - P. 125 - 139.
18. Cook J. Dfpot - a program for the calculation of double folded potentials // Ibid. - 1984. - Vol. 35. - P. C - 775.
19. Rudchik A. A., Rudchik A. T., Ponkratenko O. A., Kemper K. W. The approach of coupled reaction channels to ${}^7\text{Li} + {}^{11}\text{B}$ scattering // Ukr. Phys. J. - 2005. - Vol. 50, No. 9. - P. 907 - 914.
20. Rudchik A. T., Kyryanchuk V. M., Budzanowski A. et al. Mechanism of large angle enhancement of the ${}^9\text{Be} + {}^{11}\text{B}$ scattering. // Nucl. Phys. A. - 2003. - Vol. 714. - P. 391 - 411.

МЕХАНІЗМИ УПРУГОГО РАССЕЙАНИЯ ЯДЕР ${}^7\text{Li}$, ${}^7\text{Be} + {}^9\text{Be}$ И ОПТИЧЕСКИЕ ПОТЕНЦИАЛЫ ИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

А. Т. Рудчик, В. А. Романишин, В. Н. Кирьянчук, О. А. Понкратенко, В. В. Улещенко

Проанализированы известные из литературы экспериментальные данные упругого рассеяния ядер ${}^7\text{Li} + {}^9\text{Be}$ и ${}^7\text{Be} + {}^9\text{Be}$ при энергиях $E_{\text{лаб.}}({}^7\text{Li}) = 15,75; 24; 30$ и 34 МэВ и $E_{\text{лаб.}}({}^7\text{Be}) = 17, 19$ и 21 МэВ по оптической модели

и методом связанных каналов реакций с учетом роли процессов реориентации ядер ${}^7\text{Li}$, ${}^7\text{Be}$ и ${}^9\text{Be}$, а также реакций одно- и двухступенчатых передач в этом рассеянии. Получены наборы параметров оптических потенциалов взаимодействия ядер ${}^7\text{Li} + {}^9\text{Be}$ и ${}^7\text{Be} + {}^9\text{Be}$, их энергетическая зависимость и определены механизмы упругого рассеяния этих ядер. Исследованы изобарические и изотопические отличия параметров потенциалов взаимодействия ядер ${}^7\text{Li} + {}^9\text{Be}$, ${}^7\text{Be} + {}^9\text{Be}$ и ${}^8\text{Be} + {}^9\text{Be}$.

MECHANISM OF ELASTIC SCATTERING OF ${}^7\text{Li}$, ${}^7\text{Be} + {}^9\text{Be}$ NUCLEI AND OPTICAL POTENTIALS OF THEIR INTERACTION

A. T. Rudchik, V. O. Romanyshyn, V. M. Kyryanchuk, O. A. Ponkratenko, V. V. Uleshchenko

${}^7\text{Li} + {}^9\text{Be}$ and ${}^7\text{Be} + {}^9\text{Be}$ elastic scattering data at the energies $E_{\text{lab}}({}^7\text{Li}) = 15.75, 24, 30, 34$ MeV and $E_{\text{lab}}({}^7\text{Be}) = 17, 19$ and 21 MeV were analyzed within the optical model and coupled-reaction-channels method taking into account ${}^7\text{Li}$, ${}^7\text{Be}$ and ${}^9\text{Be}$ reorientations, as well as one- and two-step transfers for these scattering. Sets of optical model parameters were deduced for the interaction of ${}^7\text{Li} + {}^9\text{Be}$ and ${}^7\text{Be} + {}^9\text{Be}$ nuclei, as well as their energy dependence and mechanism of the elastic scattering of these nuclei was obtained. Isobaric and isotopic differences for the parameters of ${}^7\text{Li} + {}^9\text{Be}$ -, ${}^7\text{Be} + {}^9\text{Be}$ - and ${}^8\text{Be} + {}^9\text{Be}$ -potentials were studied.

Надійшла до редакції 14.10.08,
після доопрацювання - 12.12.08.