

С. Ю. Межевич<sup>1</sup>, А. Т. Рудчик<sup>1</sup>, К. Русек<sup>2,6</sup>, Є. І. Коший<sup>3</sup>,  
С. Клічевські<sup>4</sup>, Г. В. Мохнач<sup>1</sup>, А. А. Рудчик<sup>1</sup>, С. Б. Сакута<sup>5</sup>, Р. Сюдак<sup>4</sup>,  
Б. Чех<sup>4</sup>, Я. Хоїньські<sup>6</sup>, А. Щурек<sup>4</sup>

<sup>1</sup> Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

<sup>2</sup> Національний інститут ядерних досліджень, Варшава, Польща

<sup>3</sup> Харківський національний університет ім. В. Н. Каразіна, Харків

<sup>4</sup> Інститут ядерної фізики ім. Г. Неводнічанського, Краків, Польща

<sup>5</sup> Національний дослідницький центр «Курчатовський інститут», Москва, Росія

<sup>6</sup> Лабораторія важких іонів Варшавського університету, Варшава, Польща

## МЕХАНІЗМИ РЕАКЦІЇ $^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, ^9\text{Be})^{16}\text{N}$ ПРИ ЕНЕРГІЇ 45 МеВ ТА ПОТЕНЦІАЛ ВЗАЄМОДІЇ ЯДЕР $^9\text{Be} + ^{16}\text{N}$

Отримано нові експериментальні дані диференціальних перерізів реакції  $^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, ^9\text{Be})^{16}\text{N}$  для основних станів ядер  $^9\text{Be}$  і  $^{16}\text{N}$  та збуджених станів ядра  $^{16}\text{N}$  при енергії  $E_{\text{лаб.}}(^{11}\text{B}) = 45$  МеВ. Експериментальні дані проаналізовано за методом зв'язаних каналів реакцій (МЗКР) для одно- і двоступінчастих передач нуклонів і кластерів. У МЗКР-розрахунках для вхідного каналу реакції використано оптичний потенціал, отриманий з аналізу даних пружного розсіяння ядер  $^{11}\text{B} + ^{14}\text{C}$ , та спектроскопічні амплітуди нуклонів і кластерів в ядрах, обчислені в рамках оболонкової моделі. Визначено параметри оптичного потенціалу взаємодії ядер  $^9\text{Be} + ^{16}\text{N}$  методом підгонки МЗКР-перерізів до експериментальних даних реакції  $^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, ^9\text{Be})^{16}\text{N}$ . Визначено внески одно- та двоступінчастих передач нуклонів і кластерів у диференціальні перерізи реакції  $^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, ^9\text{Be})^{16}\text{N}$ .

*Ключові слова:* ядерні реакції, оптична модель, метод зв'язаних каналів реакцій, фолдінг-модель, спектроскопічні амплітуди, оптичні потенціали, механізми реакцій.

### Вступ

Вивчення властивостей нестабільних (екзотичних) ядер за допомогою ядерних реакцій з важкими іонами – один з актуальних напрямків досліджень в ядерній фізиці. Ці реакції використовуються для дослідження різноманітних механізмів ядерних процесів, структури утворюваних стабільних і нестабільних ядер та їхню взаємодію. Особливо важливе значення мають вони для дослідження ядро-ядерної взаємодії нестабільних короткоживучих ядер, що неможливо або надзвичайно важко здійснити в безпосередніх (прямих) експериментах з розсіяння іонів цих ядер. До таких ядер належить і ядро  $^{16}\text{N}$ , імовірність утворення та взаємодію якого з ядром  $^9\text{Be}$  досліджено в цій роботі за допомогою реакції  $^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, ^9\text{Be})^{16}\text{N}$  при енергії  $E_{\text{лаб.}}(^{11}\text{B}) = 45$  МеВ.

Диференціальні перерізи цієї реакції вимірювались одночасно з пружним і непружним розсіянням ядер  $^{11}\text{B} + ^{14}\text{C}$  [1, 2] та іншими реакціями  $^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, X)$  з виходом ядер із зарядами  $Z = 3 - 8$ . Це забезпечило сприятливу можливість аналізу експериментальних даних реакцій  $^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, X)$  за методом зв'язаних каналів (МЗКР) із включенням у схему зв'язку каналів пружного й непружного розсіяння іонів  $^{11}\text{B}$  ядрами  $^{14}\text{C}$  та з використанням для вхідного каналу реакцій потенціалу взаємодії

ядер  $^{11}\text{B} + ^{14}\text{C}$ , параметри якого отримано з аналізу пружного розсіяння цих ядер. Використовуючи при цьому в МЗКР-розрахунках спектроскопічні амплітуди нуклонів і кластерів в ядрах, обчислені в рамках оболонкової моделі, була забезпечена можливість визначати параметри оптичних потенціалів взаємодії ядер вихідних каналів реакцій методом підгонки МЗКР-перерізів до експериментальних даних реакцій. Такий метод дослідження ядро-ядерної взаємодії нестабільних ядер набагато легший за проведення безпосередніх експериментів з розсіяння вторинних радіоактивних пучків іонів та є єдиним можливим для незв'язаних і короткоживучих ядер.

### Методика експерименту

Вимірювання диференціальних перерізів пружного й непружного розсіяння ядер  $^{14}\text{C} + ^{11}\text{B}$  одночасно з реакціями  $^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, X)$  з виходом ядер із  $Z = 3 - 8$  проводилось на циклотроні С-200Р Лабораторії важких іонів Варшавського університету при енергії  $E_{\text{лаб.}}(^{11}\text{B}) = 45$  МеВ з використанням самопідпримної мішені вуглецю товщиною  $280$  мкг/см<sup>2</sup> із 86 %-ним збагаченням ізотопом  $^{14}\text{C}$ . Розкид енергії пучка іонів на мішені не перевищував 0,5 %.

Реєстрація продуктів ядерних процесів проводилась трьома  $\Delta E$ -Е-спектрометрами, у двох з

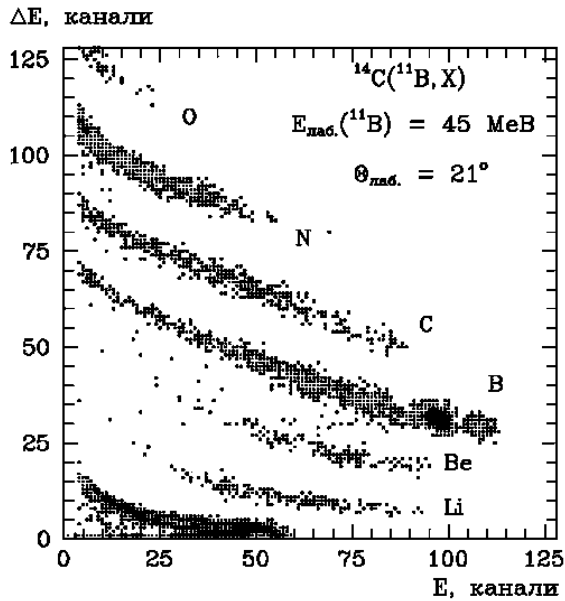


Рис. 1. Типовий двовимірний спектр  $\Delta E(E)$  продуктів ядерних реакцій  $^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, X)$  при енергії  $E_{\text{лаб.}}(^{11}\text{B}) = 45 \text{ MeV}$ .

яких  $\Delta E$ -детектором була іонізаційна камера триканальної конструкції [3], а в третьому - кремнієвий детектор товщиною 40 мкм. Робочим газом в іонізаційній камері використовувався протічний аргон при тиску, що забезпечував втрати енергії частинками, еквівалентні втратам

у кремнієвому детекторі товщиною 15 мкм. В усіх спектрометрах використовувались кремнієві  $E$ -детектори товщиною  $\sim 1 \text{ мм}$ .

Вимірювання проводились з використанням електроніки стандарту САМАС та системи накопичення й спектрометричного аналізу даних SMAN [4] на базі персонального комп'ютера.

Типовий двовимірний  $\Delta E(E)$ -спектр продуктів реакцій  $^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, X)$  показано на рис. 1. Видно, що методика забезпечувала надійну ідентифікацію продуктів реакцій лише за зарядами.

Типові енергетичні спектри ізоотопів  $^9\text{Be}$  та  $^{16}\text{N}$ , отримані проектуванням відповідних локусів двовимірного спектра на  $E$ -вісь із наступним вилученням неперервного фону від багаточастинкових реакцій, показано на рис. 2 залежно від кінетичної енергії ядер в основному і збуджених станах разом із енергетичною шкалою для різних станів ядер  $^9\text{Be}$  і  $^{16}\text{N}$  (вертикальні лінії із зазначенням енергії збудження ядер). Енергетична роздільна здатність методики була обумовлена, в основному, розкидом енергії іонів у пучку на мішені ( $\sim 0,5 \%$ ) та неоднорідними втратами ними енергії в мішені. Видно, що роздільна здатність методики забезпечувала надійну ідентифікацію низькоенергетичних дискретних станів ядер із різницею енергій, більшою 0,5 MeV.

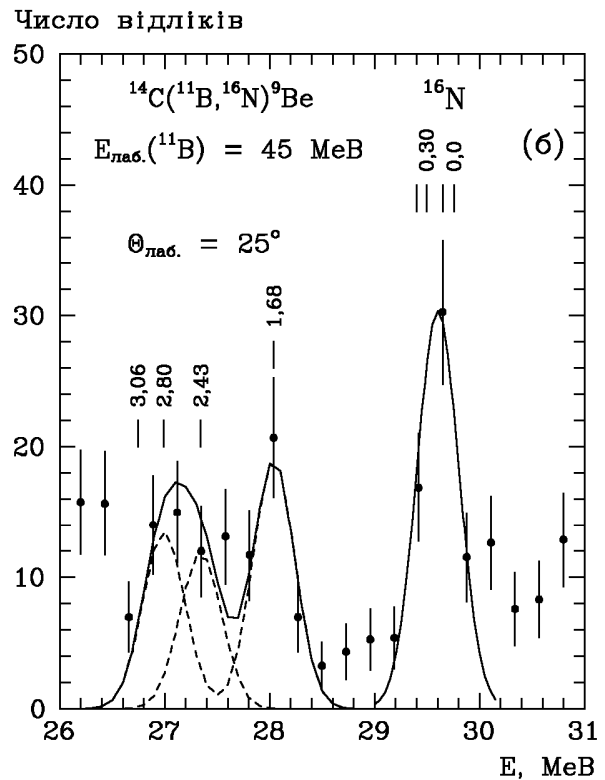
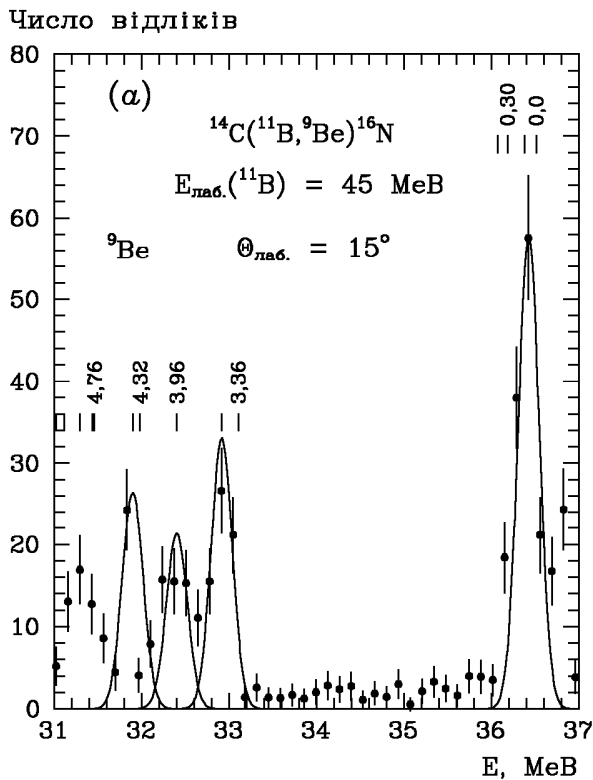


Рис. 2. Типові енергетичні спектри ізоотопів  $^9\text{Be}$  (а) та  $^{16}\text{N}$  (б) із реакцій  $^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, X)$  при енергії  $E_{\text{лаб.}}(^{11}\text{B}) = 45 \text{ MeV}$ .

Кривими на рис. 2 показано наближення піків симетричними гауссіанами

$$N(E) = \sum_i N_i \exp\left(-0,5 \frac{(E - E_i)^2}{h_i^2}\right), \quad (1)$$

де  $N_i$ ,  $E_i$  і  $h_i$  – число відліків у максимумі  $i$ -піка, положення максимуму та напівширина  $i$ -піка відповідно. При наближенні спектрів гауссіанами параметри  $E_i$  брались рівними кінетичним енергіям ядер  ${}^9\text{Be}$  та  ${}^{16}\text{N}$  в основних та збуджених станах, а параметри напівширин  $h_i$  піків – середньому значенню ізольованих піків або природним ширинам рівнів ядер. Параметри  $N_i$  визначались підгонкою  $N(E)$ -спектрів до відповідних експериментальних спектрів. Параметри  $h_i$  для нерозділених в експерименті рівнів ядер та

кож визначались методом підгонки  $N_i(E)$ -спектрів до експериментальних піків.

Площі гауссіанів використовувались для обчислення диференціальних перерізів ядерних процесів. Коефіцієнти абсолютизації диференціальних перерізів реакції  ${}^{14}\text{C}({}^{11}\text{B}, {}^9\text{Be}){}^{16}\text{N}$  використовувались такі ж самі, як і для пружного та непружного розсіяння ядер  ${}^{14}\text{C}({}^{11}\text{B}, {}^{11}\text{B}){}^{14}\text{C}$  [1, 2].

На рис. 2 видно, що нерозділеними в експерименті були такі стани ядра  ${}^{16}\text{N}$ : 0,0 MeV ( $2^-$ ), 0,120 MeV ( $0^-$ ), 0,297 MeV ( $3^-$ ), 0,397 MeV ( $1^-$ ); 3,353 MeV ( $1^+$ ), 3,523 MeV ( $2^+$ ) та 4,319 MeV ( $1^+$ ), 4,390 MeV ( $1^-$ ). Для них поміряно сумарні диференціальні перерізи.

Отримані експериментальні диференціальні перерізи реакції  ${}^{14}\text{C}({}^{11}\text{B}, {}^9\text{Be}){}^{16}\text{N}$  при енергії  $E_{\text{лаб.}}({}^{11}\text{B}) = 45$  MeV показано на рис. 3 - 5.

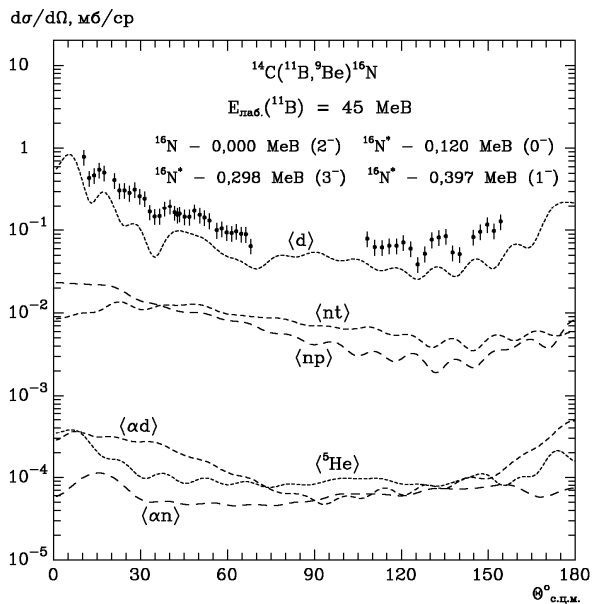


Рис. 3. Диференціальні перерізи реакцій  ${}^{14}\text{C}({}^{11}\text{B}, {}^9\text{Be}){}^{16}\text{N}$  при енергії  $E_{\text{лаб.}}({}^{11}\text{B}) = 45$  MeV для основних станів ядер  ${}^9\text{Be}$  і  ${}^{16}\text{N}$  та збуджених станів 0,120 MeV ( $0^-$ ), 0,297 MeV ( $3^-$ ) і 0,397 MeV ( $1^-$ ) ядра  ${}^{16}\text{N}$  (сумарні перерізи). Криві – МЗКР-розрахунки для основних станів ядер  ${}^9\text{Be}$  і  ${}^{16}\text{N}$  для одно- й двоступінчастих передач нуклонів і кластерів (пояснення в тексті).

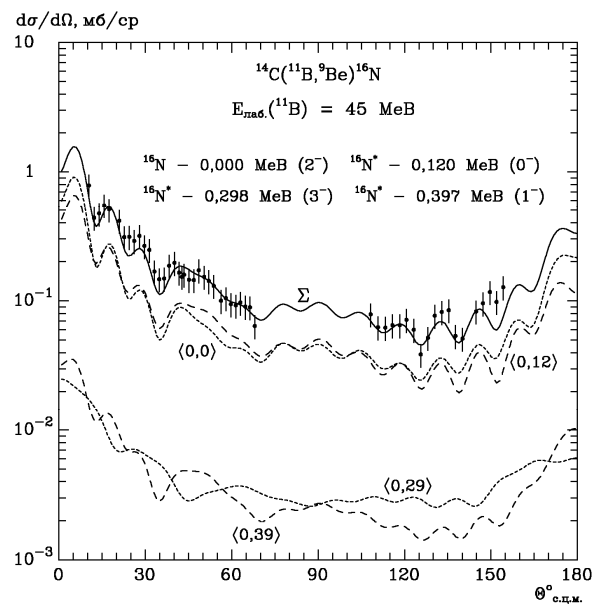


Рис. 4. Те ж саме, що на рис. 3, але штрихові криві – МЗКР-перерізи для основних станів ядер  ${}^9\text{Be}$  і  ${}^{16}\text{N}$  (крива  $\langle 0,0 \rangle$ ) та збуджених станів 0,120 MeV ( $0^-$ ), 0,297 MeV ( $3^-$ ) і 0,397 MeV ( $1^-$ ) (криві  $\langle 0,12 \rangle$ ,  $\langle 0,29 \rangle$  і  $\langle 0,39 \rangle$  відповідно) ядра  ${}^{16}\text{N}$ . Крива  $\Sigma$  – некогерентна сума МЗКР-перерізів цих станів ядра  ${}^{16}\text{N}$ .

### Аналіз експериментальних даних

#### Методи розрахунків

Експериментальні дані реакції  ${}^{14}\text{C}({}^{11}\text{B}, {}^9\text{Be}){}^{16}\text{N}$  аналізувались за МЗКР з використанням для вхідного і вихідних каналів реакції ядерних потенціалів типу Вудса - Саксона з об'ємним поглинанням

$$U(r) = V_0 \left[ 1 + \exp\left(\frac{r - R_V}{a_V}\right) \right]^{-1} + iW_S \left[ 1 + \exp\left(\frac{r - R_W}{a_W}\right) \right]^{-1} \quad (2)$$

та кулонівських потенціалів рівномірно зарядженої кулі

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

де  $R_i = r_i (A_P^{1/3} + A_T^{1/3})$ , ( $i = V, W, C$ );  $A_P$ ,  $Z_P$  і  $A_T$ ,  $Z_T$  – маси й заряди іонів  $P$  та ядер мішені  $T$  відповідно. В усіх розрахунках параметр  $r_C = 1,25$  фм.

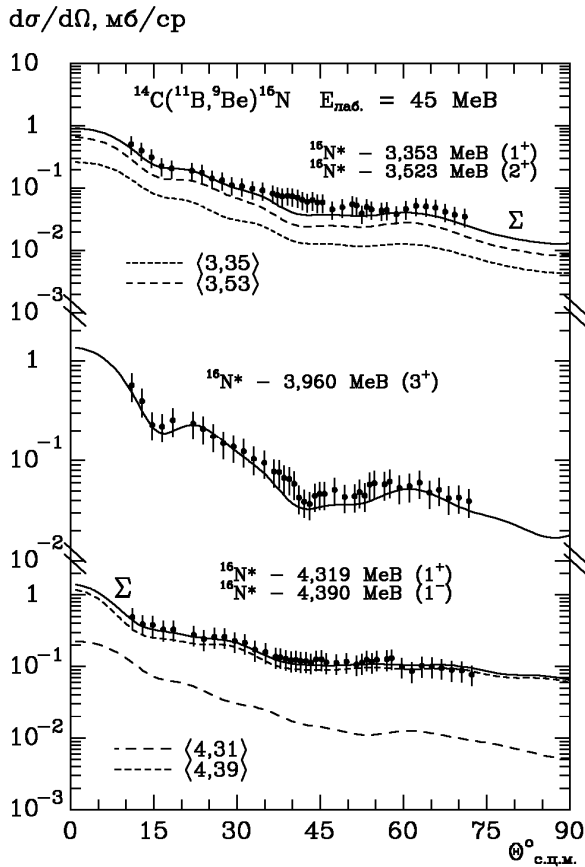


Рис. 5. Диференціальні перерізи реакцій  $^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, ^9\text{Be})^{16}\text{N}$  при енергії  $E_{\text{лаб.}}(^{11}\text{B}) = 45$  МеВ для збуджених станів 3,353 МеВ ( $1^+$ ) + 3,523 МеВ ( $2^+$ ), 3,960 МеВ ( $3^+$ ) та 4,319 МеВ ( $1^+$ ) + 4,390 МеВ ( $1^-$ ) ядра  $^{16}\text{N}$ . Криві – МЗКР-розрахунки (пояснення в тексті).

У МЗКР-розрахунках у схему зв'язку каналів включались пружне й непружне розсіяння ядер  $^{11}\text{B} + ^{14}\text{C}$  згідно із схемами переходів, представлених у роботі [2, рис. 4], та реакції одно- й дво-ступінчастих передач, діаграми яких показано на рис. 6.

Необхідні для МЗКР-розрахунків спектроскопічні амплітуди  $S_x$  нуклонів і кластерів  $x$  в ядер-

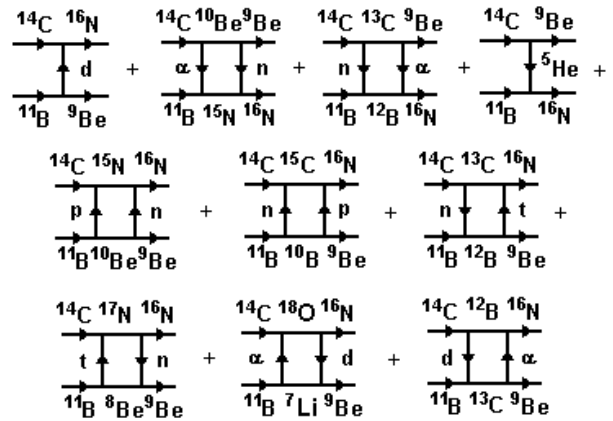


Рис. 6. Діаграми найпростіших реакцій передач  $^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, ^9\text{Be})^{16}\text{N}$  та  $^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{16}\text{N})^9\text{Be}$ .

них системах  $A = C + x$  обчислювались методом Смірнова - Чувільського в рамках трансляційно-інваріантної моделі оболонок (ТМО) [5] за допомогою програми DESNA [6, 7]. Спектроскопічні амплітуди  $S_x$  подано в табл. 1.

Хвильові функції відносного руху нуклонів і кластерів  $x$  у системах  $A = C + x$  обчислювались стандартним способом підгонки глибини  $V_0$  дійсного ( $C + x$ )-потенціалу типу Вудса - Саксона до експериментальних значень енергії зв'язку частинок  $x$  в ядрах  $A$ . При цьому використовувались параметри  $a_V = 0,65$  фм і  $r_V = 1,25 \cdot A^{1/3} / (C^{1/3} + x^{1/3})$  фм.

У МЗКР-розрахунках для вхідного каналу реакції  $^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, ^9\text{Be})^{16}\text{N}$  використовувались параметри ( $^{11}\text{B} + ^{14}\text{C}$ )-потенціалу, отримані з аналізу даних пружного й непружного розсіяння іонів  $^{11}\text{B}$  ядрами  $^{14}\text{C}$  при енергії  $E_{\text{лаб.}}(^{11}\text{B}) = 45$  МеВ [2], а параметри потенціалу взаємодії ядер вихідного каналу визначались методом підгонки МЗКР-перерізів до експериментальних даних реакції. Параметри потенціалів взаємодії ядер  $^{11}\text{B} + ^{14}\text{C}$  і  $^9\text{Be} + ^{16}\text{N}$  подано в табл. 2.

Таблиця 1. Параметри потенціалів взаємодії ядер

Система ядер	$E_{\text{с.ц.м.}}$ , МеВ	$V_0$ , МеВ	$r_V$ , фм	$a_V$ , фм	$W_S$ , МеВ	$r_W$ , фм	$a_W$ , фм	Література
$^9\text{Be} + ^{16}\text{N}$	19,86	164,5	0,800	0,900	3,0	1,250	0,900	
$^9\text{Be} + ^{16}\text{N}$	29,02	174,5	0,800	0,900	5,0	1,250	0,900	[12, 13]
$^{11}\text{B} + ^{14}\text{C}$	25,20	266,6	0,750	0,740	7,5	1,345	0,740	[2]
$^9\text{Be} + ^{16}\text{O}$	19,86	147,0	0,955	0,718	10,7	1,281	0,718	[13]

МЗКР-розрахунки проводились за допомогою програми FRESKO [8].

Для взаємодії ядер  $^9\text{Be} + ^{16}\text{N}$  було обчислено фолдінг-потенціал за моделлю подвійної згортки

$$V_f(r) = \int \rho_P(r_P) \rho_T(r_T) \nu(|\vec{r} + \vec{r}_T - \vec{r}_P|) d^3r_P d^3r_T, \quad (4)$$

де  $\rho_P(r_P)$ ,  $\rho_T(r_T)$  - розподіли густин нуклонів в ядрах  $^9\text{Be}$  ( $P$ ) і  $^{16}\text{N}$  ( $T$ ) відповідно;  $\nu(|\vec{r} + \vec{r}_T - \vec{r}_P|) = \nu(s)$  - нуклон-нуклонний потенціал;  $\vec{r}$  - відстань між центрами ядер. У розрахунках потенціалу  $V_f(r)$  використовувався потенціал нуклон-нуклонної взаємодії МЗУ Рейда

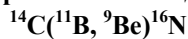
Таблиця 2. Спектроскопічні амплітуди нуклонів і кластерів  $x$  у системах  $A = C + x$

$A$	$C$	$x$	$nL_J$	$S_x$	$A$	$C$	$x$	$nL_J$	$S_x$
${}^9\text{Be}$	${}^7\text{Li}$	d	$2S_1$	$-0,226^{(a)}$	${}^{14}\text{C}$	${}^{13}\text{C}$	n	$1P_{1/2}$	$-1,094^{(a)}$
			$1D_1$	$0,111^{(a)}$			n	$2S_{1/2}$	$0,707$
			$1D_3$	$-0,624^{(a)}$	${}^{15}\text{C}$	${}^{14}\text{C}$	n	$2S_{1/2}$	$0,707$
${}^9\text{Be}$	${}^8\text{Be}$	n	$1P_{3/2}$	$0,886$	${}^{15}\text{N}$	${}^{11}\text{B}$	$\alpha$	$2D_2$	$0,435^{(a)}$
${}^{10}\text{Be}$	${}^9\text{Be}$	n	$1P_{3/2}$	$1,406^{(a)}$	${}^{15}\text{N}$	${}^{14}\text{C}$	p	$1P_{1/2}$	$-0,598$
${}^{10}\text{B}$	${}^9\text{Be}$	p	$1P_{3/2}$	$1,185$	${}^{16}\text{N}$	${}^{11}\text{B}$	${}^5\text{He}$	$3P_{3/2}$	$-0,125^{(a)}$
${}^{11}\text{B}$	${}^7\text{Li}$	$\alpha$	$3S_0$	$-0,638$				$2F_{1/2}$	$-0,117$
			$2D_2$	$-0,422$				$2F_{5/2}$	$0,145$
			$2D_2$	$-0,422$				$2F_{7/2}$	$-0,067^{(a)}$
${}^{11}\text{B}$	${}^8\text{Be}$	t	$2P_{3/2}$	$0,641$				$1H_{5/2}$	$-0,050$
${}^{11}\text{B}$	${}^9\text{Be}$	d	$2S_1$	$-0,607^{(a)}$				$1H_{7/2}$	$-0,080^{(a)}$
			$1D_1$	$-0,109^{(a)}$	${}^{16}\text{N}$	${}^{12}\text{B}$	$\alpha$	$2F_3$	$-0,384$
			$1D_3$	$0,610^{(a)}$	${}^{16}\text{N}$	${}^{13}\text{C}$	t	$2D_{3/2}$	$-0,348$
${}^{11}\text{B}$	${}^{10}\text{Be}$	p	$1P_{3/2}$	$0,699$	${}^{16}\text{N}$	${}^{14}\text{C}$	d	$2P_2$	$0,380$
${}^{11}\text{B}$	${}^{10}\text{B}$	n	$1P_{3/2}$	$-1,347^{(a)}$	${}^{16}\text{N}^*_{0,120}$	${}^{14}\text{C}$	d	$2P_0$	$-0,707$
${}^{12}\text{B}$	${}^9\text{Be}$	t	$2P_{1/2}$	$0,102^{(a)}$	${}^{16}\text{N}^*_{0,297}$	${}^{14}\text{C}$	d	$1F_3$	$0,110$
			$2P_{3/2}$	$0,091$	${}^{16}\text{N}^*_{0,397}$	${}^{14}\text{C}$	d	$2P_1$	$0,110$
			$1F_{5/2}$	$0,512^{(a)}$	${}^{16}\text{N}^*_{3,353}$	${}^{14}\text{C}$	d	$1D_1$	$-0,583$
${}^{12}\text{B}$	${}^{11}\text{B}$	n	$1P_{1/2}$	$-0,142^{(a)}$	${}^{16}\text{N}^*_{3,523}$	${}^{14}\text{C}$	d	$1D_2$	$-0,753$
			$1P_{3/2}$	$-0,127$	${}^{16}\text{N}^*_{3,960}$	${}^{14}\text{C}$	d	$1D_3$	$-0,891$
${}^{13}\text{C}$	${}^9\text{Be}$	$\alpha$	$2D_2$	$0,504^{(a)}$	${}^{16}\text{N}^*_{4,319}$	${}^{14}\text{C}$	d	$1D_1$	$-0,583$
${}^{13}\text{C}$	${}^{11}\text{B}$	d	$2S_1$	$-0,263$	${}^{16}\text{N}^*_{4,390}$	${}^{14}\text{C}$	d	$2P_1$	$-1,010$
			$1D_1$	$-0,162$	${}^{16}\text{N}$	${}^{15}\text{C}$	p	$1P_{3/2}$	$0,286$
			$1D_2$	$-0,485^{(a)}$	${}^{16}\text{N}$	${}^{15}\text{N}$	n	$1D_{3/2}$	$-0,270$
${}^{14}\text{C}$	${}^9\text{Be}$	${}^5\text{He}$	$2S_{3/2}$	$-0,596^{(a)}$	${}^{17}\text{N}$	${}^{14}\text{C}$	t	$3P_{1/2}$	$-0,817$
			$2D_{3/2}$	$-0,394^{(a)}$	${}^{17}\text{N}$	${}^{16}\text{N}$	n	$1D_{3/2}$	$-1,008^{(a)}$
${}^{14}\text{C}$	${}^{10}\text{Be}$	$\alpha$	$3S_0$	$-0,566$	${}^{18}\text{O}$	${}^{14}\text{C}$	$\alpha$	$4S_0$	$-0,802$
${}^{14}\text{C}$	${}^{12}\text{B}$	d	$1D_1$	$-1,010$	${}^{18}\text{O}$	${}^{16}\text{N}$	d	$2P_2$	$0,884$

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

(Reid). Розподіли нуклонів  $\rho_T(r_T)$  і  $\rho_p(r_p)$  обчислювались за розподілами зарядів (протонів) в ядрах [9]. Розрахунок фолдінг-потенціалу проводився за допомогою програми DFROT [10, 11].

#### Аналіз експериментальних даних реакції



Сумарні диференціальні перерізи реакції  ${}^{14}\text{C}({}^{11}\text{B}, {}^9\text{Be}){}^{16}\text{N}$  при енергії  $E_{\text{лаб}}({}^{11}\text{B}) = 45 \text{ MeV}$  для основного стану ядра  ${}^9\text{Be}$  та основного ( $2^-$ ) і збуджених станів  $0,120 \text{ MeV}$  ( $0^-$ ),  $0,297 \text{ MeV}$  ( $3^-$ ) і  $0,397 \text{ MeV}$  ( $1^-$ ) ядра  ${}^{16}\text{N}$  показано на рис. 3. Кривими представлено МЗКР-розрахунки для основних станів ядер  ${}^9\text{Be}$  і  ${}^{16}\text{N}$  для передачі дейтрона (крива  $\langle d \rangle$ ),  ${}^5\text{He}$ -кластера (крива  $\langle {}^5\text{He} \rangle$ ) та двоступінчастих передач  $n+p$  і  $p+n$ ,  $\alpha+n$  і  $n+\alpha$ ,  $n+t$  і  $t+n$  та  $\alpha+d$  і  $d+\alpha$  (криві  $\langle np \rangle$ ,  $\langle \alpha n \rangle$ ,  $\langle nt \rangle$  і  $\langle \alpha d \rangle$  відповідно, когерентні суми). Видно, що в цій реакції домінує передача дейтрона. МЗКР-розрахунки підтвердили цей висновок і для збуджених станів  ${}^{16}\text{N}$ .

Когерентні суми МЗКР-перерізів вищевказаних передач нуклонів і кластерів у реакції  ${}^{14}\text{C}({}^{11}\text{B}, {}^9\text{Be}){}^{16}\text{N}$  показано на рис. 4 кривими

$\langle 0,0 \rangle$ ,  $\langle 0,12 \rangle$ ,  $\langle 0,29 \rangle$  і  $\langle 0,39 \rangle$  для основного й трьох найнижчих збуджених станів ядра  ${}^{16}\text{N}$ , а кривою  $\Sigma$  – їхню некогерентну суму. Видно, що ця сума МЗКР-перерізів задовільно описує експериментальні дані. Найбільші МЗКР-перерізи має реакція  ${}^{14}\text{C}({}^{11}\text{B}, {}^9\text{Be}){}^{16}\text{N}$  для основного й першого збудженого стану ядра  ${}^{16}\text{N}$ .

Диференціальні перерізи реакції  ${}^{14}\text{C}({}^{11}\text{B}, {}^9\text{Be}){}^{16}\text{N}$  при енергії  $E_{\text{лаб}}({}^{11}\text{B}) = 45 \text{ MeV}$  для збуджених станів  $3,353 \text{ MeV}$  ( $1^+$ ) +  $3,523 \text{ MeV}$  ( $2^+$ ),  $3,960 \text{ MeV}$  ( $3^+$ ) та  $4,319 \text{ MeV}$  ( $1^+$ ) +  $4,390 \text{ MeV}$  ( $1^-$ ) ядра  ${}^{16}\text{N}$  показано на рис. 5. Для нерозділених в експерименті рівнів ядра  ${}^{16}\text{N}$  на рисунку представлено МЗКР-перерізи реакції штриховими кривими, а їхня некогерентна сума – суцільною кривою  $\Sigma$ . Для збудженого рівня  $3,960 \text{ MeV}$  ( $3^+$ ) ядра  ${}^{16}\text{N}$  МЗКР-перерізи показано суцільною лінією. Видно, що МЗКР-перерізи, обчислені з урахуванням основних можливих одно- й двоступінчастих передач нуклонів і кластерів при використанні потенціалу взаємодії ядер  ${}^9\text{Be} + {}^{16}\text{N}$ , параметри якого подано в табл. 1, задовільно описують експериментальні дані реакції  ${}^{14}\text{C}({}^{11}\text{B}, {}^9\text{Be}){}^{16}\text{N}$ .

### Потенціал взаємодії ядер $^9\text{Be} + ^{16}\text{N}$ у порівнянні з іншими ядро-ядерними потенціалами

Потенціал взаємодії ядер  $^9\text{Be} + ^{16}\text{N}$  було раніше отримано з аналізу експериментальних даних реакції  $^7\text{Li}(^{18}\text{O}, ^9\text{Be})^{16}\text{N}$  при енергії  $E_{\text{с.п.м.}} = 29,02$  MeV [12, 13]. Параметри цього потенціалу при даній енергії подано в табл. 1. У даній роботі цей потенціал визначено при енергії  $E_{\text{с.п.м.}} = 19,86$  MeV. З табл. 1 видно, що набори параметрів  $(^9\text{Be} + ^{16}\text{N})$ -потенціалу при цих двох енергіях відрізняються лише глибинами дійсної та уявної частин потенціалу, що можна пояснити їхньою енергетичною залежністю.

Як зазначалось вище, у даній роботі було розраховано фолдінг-потенціал взаємодії ядер  $^9\text{Be} + ^{16}\text{N}$  за моделлю подвійної згортки, використовуючи формулу (4). На рис. 7 цей потенціал порівнюється з дійсною частиною  $(^9\text{Be} + ^{16}\text{N})$ -потенціалу, отриманою в даній роботі. Видно добру узгодженість радіальних залежностей цих двох потенціалів.

Для дослідження залежності ядро-ядерних потенціалів від структури ядер у даній роботі було

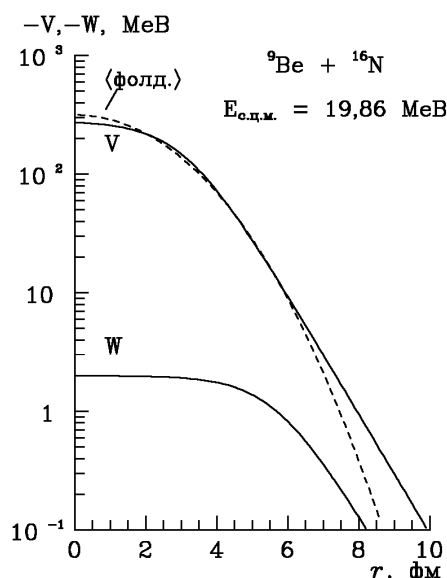


Рис. 7. Потенціали взаємодії ядер  $^9\text{Be} + ^{16}\text{N}$  у порівнянні з фолдінг-потенціалом.

### Основні результати та висновки

Отримано нові експериментальні дані реакції  $^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, ^9\text{Be})^{16}\text{N}$  при енергії  $E_{\text{лаб.}}(^{11}\text{B}) = 45$  MeV для основного стану ядра  $^9\text{Be}$  та станів  $0,0$  MeV ( $2^-$ ),  $0,120$  MeV ( $0^+$ ),  $0,297$  MeV ( $3^-$ ),  $+0,397$  MeV ( $1^-$ );  $3,353$  MeV ( $1^+$ ),  $3,523$  MeV ( $2^+$ );  $3,960$  MeV ( $3^+$ ) та  $4,319$  MeV ( $1^+$ ),  $4,390$  MeV ( $1^-$ ) ядра  $^{16}\text{N}$ . Дані проаналізовано за МЗКР та досліджено механізми реакції. У схему зв'язку каналів включались пружне й непружне розсіювання ядер  $^{14}\text{C} + ^{11}\text{B}$  на найпростіші одно- й двоступінчасті реакції передач нуклонів і кластерів. У МЗКР-розрахунках використовувались спектроскопічні амплітуди нукло-

доцільно порівняти взаємодію  $^9\text{Be}$  з ядрами  $^{16}\text{N}$  і  $^{16}\text{O}$ , які відрізняються своєю структурою. Потенціал взаємодії ядер  $^9\text{Be} + ^{16}\text{O}$  та енергетичну залежність його параметрів було досліджено в роботі [13] на основі аналізу експериментальних даних пружного розсіювання цих ядер у широкому діапазоні енергій. Параметри  $(^9\text{Be} + ^{16}\text{O})$ -потенціалу при енергії  $E_{\text{с.п.м.}} = 19,86$  MeV, отримані з їхньої енергетичної залежності, подано в табл. 1. Порівняння радіальних залежностей  $(^9\text{Be} + ^{16}\text{N})$ - і  $(^9\text{Be} + ^{16}\text{O})$ -потенціалів показано на рис. 8. Видно, що периферійна область  $(^9\text{Be} + ^{16}\text{N})$ -потенціалу трохи ширша, ніж у  $(^9\text{Be} + ^{16}\text{O})$ -потенціалу, що можна пояснити відмінністю оболонкових структур ядер  $^{16}\text{N}$  і  $^{16}\text{O}$ : в ядрі  $^{16}\text{O}$  повністю заповнені нейтронна й протонна  $1p$ -оболонки, а ядро  $^{16}\text{N}$  має одне дефіцитне протонне  $1p_{1/2}$ -місце та зовнішній нейтрон у  $(2s-1d)$ -оболонці. Іншими словами, структура  $^{16}\text{O}$  характеризується схемою Юнга [4444], а ядра  $^{16}\text{N}$  – схемою [44431]. На рис. 8 також видно, що ці два потенціали дуже відрізняються своїми уявними частинами.

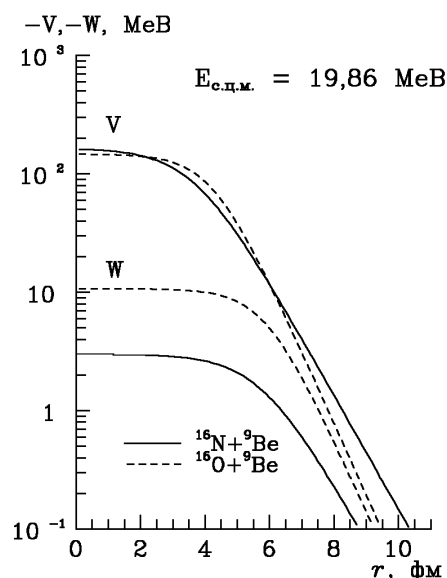


Рис. 8. Порівняння потенціалів взаємодії ядер  $^9\text{Be} + ^{16}\text{N}$  і  $^9\text{Be} + ^{16}\text{O}$ .

нів і кластерів в ядрах, обчислені в рамках оболонкової моделі методом Смірнова - Чувільського. Установлено, що внески двоступінчатих реакцій передач у МЗКР-перерізи та передача  $^5\text{He}$ -кластера не відіграють суттєвої ролі. У цій реакції домінує прямий процес передачі дейтрона.

За даними реакції  $^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, ^9\text{Be})^{16}\text{N}$  визначено параметри потенціалу взаємодії ядер  $^9\text{Be} + ^{16}\text{N}$ . Проведено порівняння цього потенціалу з відповідним фолдінг-потенціалом, обчисленим за моделлю подвійної згортки, та  $(^9\text{Be} + ^{16}\text{O})$ -потенціалом. Установлено, що дійсна частина  $(^9\text{Be} + ^{16}\text{N})$ -потенціалу добре узгоджується з фолдінг-потенціалом і значно відрізняється своєю уявною частиною від  $(^9\text{Be} + ^{16}\text{O})$ -потенціалу.

## СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. *Mezhevych S.Yu., Rudchik A.T., Rusek K. et al.* Excitation of  $^{14}\text{C}$  by 45 MeV  $^{11}\text{B}$  ions // Nucl. Phys. A. - 2005. - Vol. 753. - P. 13 - 28.
2. *Межевич С.Ю., Рудчик А.Т., Русек К. та ін.* Пружне та непружне розсіяння іонів  $^{11}\text{B}$  ядрами  $^{14}\text{C}$  при енергії 45 MeV // Ядерна фізика та енергетика. - 2012. - Т. 13. - С. 123 - 131.
3. *Чернієвський В. К., Русек К., Будзановські А. та ін.* Експериментальна установка для дослідження ядерних реакцій на Варшавському циклотроні U-200P // Зб. наук. праць Ін-ту ядерних досл. - 2002. - № 2 (8). - С. 216 - 224.
4. *Kowalczyk M.* SMAN: A Code for Nuclear Experiments, Warsaw University report (1998).
5. *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.
6. *Рудчик А.Т., Чувильський 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).
7. *Рудчик А.Т., Чувильський Ю.М.* Спектроскопические амплитуды многонуклонных кластеров в ядрах 1р-оболочки и анализ реакций многонуклонных передач // УФЖ. - 1985. - Т. 30, № 6. - С. 819 - 825.
8. *Thompson I. J.* Coupled reaction channels calculations in nuclear physics // Comp. Phys. Rep. - 1988. - Vol. 7. - P. 167 - 212.
9. *De Vries H., De Jager C.W., De Vries C.* Nuclear charge-density-distribution parameters from elastic electron scattering // Atomic data and nuclear data tables. - 1987. - Vol. 36. - P. 495 - 536.
10. *Cook J.* DFPO - a program for the calculation of double folded potentials // Comp. Phys. Com. - 1982. - Vol. 25, Iss. 2. - P. 125 - 139.
11. *Cook J.* DFPO - a program for the calculation of double folded potentials // Ibid. - 1984. - Vol. 35. - P. 775.
12. *Рудчик А.Т., Степаненко Ю.М., Рудчик А.А. та ін.* Механізми реакції  $^7\text{Li}(^{18}\text{O}, ^{16}\text{N})^9\text{Be}$  та потенціал взаємодії ядер  $^9\text{Be} + ^{16}\text{N}$  // Ядерна фізика та енергетика. - 2011. - Т. 12. - С. 27 - 34.
13. *Rudchik A. T., Stepanenko Yu.M., Kemper K.W. et al.* The  $^7\text{Li}(^{18}\text{O}, ^{16}\text{N})^9\text{Be}$  reaction and optical potential of  $^{16}\text{N} + ^9\text{Be}$  versus  $^{16}\text{O} + ^9\text{Be}$  // Nucl. Phys. A. - 2011. - Vol. 860. - P. 8 - 21.

С. Ю. Межевич, А. Т. Рудчик, К. Русек, Е. И. Коший, С. Кличевски, А. В. Мохнач, А. А. Рудчик, С. Б. Сакута, Р. Сюдак, Б. Чех, Я. Хоиньски, А. Щурек

МЕХАНИЗМИ РЕАКЦІЇ  $^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, ^9\text{Be})^{16}\text{N}$  І ПОТЕНЦІАЛ ВЗАЙМОДІЙСТВИЯ ЯДЕР  $^9\text{Be} + ^{16}\text{N}$ 

Получены новые экспериментальные данные дифференциальных сечений реакции  $^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, ^9\text{Be})^{16}\text{N}$  для основных состояний ядер  $^9\text{Be}$  и  $^{16}\text{N}$  и возбужденных состояний ядра  $^{16}\text{N}$  при энергии  $E_{\text{лаб.}}(^{11}\text{B}) = 45$  MeV. Экспериментальные данные реакции проанализированы по методу связанных каналов реакций (МСКР) для одно- и двухступенчатых передач нуклонов и кластеров. В МСКР-расчетах для входного канала реакции использованы оптический потенциал, полученный из анализа данных упругого рассеяния ядер  $^{11}\text{B} + ^{14}\text{C}$ , и спектроскопические амплитуды нуклонов и кластеров в ядрах, рассчитанные в рамках оболочечной модели. Определены параметры оптического потенциала взаимодействия ядер  $^9\text{Be} + ^{16}\text{N}$  методом подгонки МСКР-сечений к экспериментальным данным реакции  $^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, ^9\text{Be})^{16}\text{N}$ . Определены вклады одно- и двухступенчатых передач нуклонов и кластеров в дифференциальные сечения реакции  $^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, ^9\text{Be})^{16}\text{N}$ .

*Ключевые слова:* ядерные реакции, оптическая модель, метод связанных каналов реакций, фолдинг-модель, спектроскопические амплитуды, оптические потенциалы, механизмы реакций.

S. Yu. Mezhevych, A. T. Rudchik, K. Rusek, E. I. Koshchy, S. Kliczewski, A. V. Mokhnach, A. A. Rudchik, S. B. Sakuta, R. Siudak, B. Czech, J. Choiński, A. Szczurek

 $^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, ^9\text{Be})^{16}\text{N}$  REACTION MECHANISMS AND POTENTIAL OF THE  $^9\text{Be} + ^{16}\text{N}$  INTERACTION

New experimental data for differential cross sections of the  $^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, ^9\text{Be})^{16}\text{N}$  reaction were measured for the ground states of  $^9\text{Be}$  and  $^{16}\text{N}$  nuclei as well as for the excited states of  $^{16}\text{N}$  at the energy  $E_{\text{lab.}}(^{11}\text{B}) = 45$  MeV. The reaction data were analyzed within the coupled-reaction channels method (CRC) for one- and two-step transfers of nucleons and clusters. In the CRC-calculations, the optical potential deduced from the analysis of the  $^{11}\text{B} + ^{14}\text{C}$  elastic scattering data was used for the entrance reaction channel. Needed spectroscopic amplitudes of nucleons and clusters in nuclei were calculated within shell-model.  $^9\text{Be} + ^{16}\text{N}$  optical potential parameters were deduced by fitting CRC cross-sections to the  $^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, ^9\text{Be})^{16}\text{N}$  reaction data. Contributions of one- and two-step transfers of nucleons and clusters into the  $^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, ^9\text{Be})^{16}\text{N}$  reaction cross-sections were obtained.

*Keywords:* nuclear reactions, optical model, coupled-reaction-channels method, folding-model, spectroscopic amplitudes, optical potentials, reaction mechanisms.

Надійшла 08.01.2013

Received 08.01.2013