

МЕХАНІЗМИ РЕАКЦІЇ  ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{12}\text{B}){}^8\text{Be}$

В. М. Кир'янчук<sup>1</sup>, А. Т. Рудчик<sup>1</sup>, А. Будзановські<sup>2</sup>, Б. Чех<sup>2</sup>, Т. Чосника<sup>3</sup>,  
Л. Гловацка<sup>4</sup>, С. Клічевські<sup>2</sup>, Є. І. Кошій<sup>5</sup>, С. Ю. Межевич<sup>1,6</sup>, О. А. Момотюк<sup>1</sup>,  
Г. В. Мохнач<sup>1</sup>, К. Русек<sup>6</sup>, С. Б. Сакута<sup>7</sup>, Р. Сюдак<sup>2</sup>, І. Сквірчинська<sup>2</sup>, А. Щурек<sup>2</sup>

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

<sup>2</sup> Інститут ядерних досліджень ім. Г. Неводнічанського, Краків, Польща

<sup>3</sup> Лабораторія важких іонів Варшавського університету, Варшава, Польща

<sup>4</sup> Інститут прикладної фізики, Варшава, Польща

<sup>5</sup> Харківський національний університет, Харків

<sup>6</sup> Інститут ядерних досліджень ім. А. Солтана, Варшава, Польща

<sup>7</sup> Російський дослідницький центр "Інститут Курчатова", Москва, Росія

Поміряно диференціальні перерізи реакції  ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{12}\text{B}){}^8\text{Be}$  при енергії  $E_{\text{лаб}}({}^{11}\text{B}) = 45$  МеВ для переходів в основні стани ядер  ${}^{12}\text{B}$  і  ${}^8\text{Be}$  та на рівні 0,953 МеВ ( $2^+$ ) ядра  ${}^{12}\text{B}$  і 2,94 МеВ ( $2^+$ ) ядра  ${}^8\text{Be}$  для кутів  $\theta_{\text{с.ц.м.}} < 90^\circ$ . Експериментальні дані проаналізовано в рамках методу зв'язаних каналів реакції (МЗКР) із включенням у схему зв'язку каналів одно- і двоступінчастих передач нуклонів і кластерів. Установлено, що в реакції  ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{12}\text{B}){}^8\text{Be}$  домінує передача нейтрона. Двоступінчасті процеси не відіграють помітної ролі в цій реакції. З аналізу експериментальних даних реакції  ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{12}\text{B}){}^8\text{Be}$  за МЗКР встановлено оптичний потенціал взаємодії ядер  ${}^{12}\text{B} + {}^8\text{Be}$ , використовуючи для каналу  ${}^9\text{Be} + {}^{11}\text{B}$  оптичний потенціал пружного розсіяння ядер  ${}^9\text{Be} + {}^{11}\text{B}$ .

**Вступ**

У загальнодоступній літературі нами не було виявлено експериментальних даних дослідження реакції  ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{12}\text{B}){}^8\text{Be}$ . Наш інтерес до даної реакції виник у зв'язку з можливістю ефективного використання її для визначення оптичного потенціалу взаємодії нестабільних короткоживучих ядер  ${}^{12}\text{B} + {}^8\text{Be}$ . Це можна реалізувати в рамках моделі (методу) зв'язаних каналів реакцій (МЗКР) шляхом варіації параметрів оптичного потенціалу вихідного каналу реакції. Для цього необхідно знати оптичний потенціал вхідного каналу  ${}^9\text{Be} + {}^{11}\text{B}$ , механізм реакції, а також спектроскопічні амплітуди нуклонів і кластерів, що передаються в реакції. Зазначені умови нами були дотримані.

Оптичний потенціал взаємодії ядер  ${}^9\text{Be} + {}^{11}\text{B}$  було встановлено раніше [1] з аналізу експериментальних даних пружного розсіяння цих ядер у широкому діапазоні енергій.

Механізм реакції  ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{12}\text{B}){}^8\text{Be}$  докладно досліджено в даній роботі. При цьому, крім очевидної передачі в цій реакції нейтрона і t-кластера, нами досліджено також вклади двоступінчастих процесів.

Для обчислення спектроскопічних амплітуд нуклонів і кластерів було використано методи роботи [2], що добре зарекомендували себе при дослідженні багатьох реакцій (див., наприклад, [1, 3 - 5]).

Після встановлення механізму реакції виконувався пошук параметрів оптичного потенціалу для вихідного каналу  ${}^{12}\text{B} + {}^8\text{Be}$  методом їх варіації. Отримані значення цих параметрів наведено в результатах даної роботи.

**Методика експерименту**

Диференціальні перерізи реакцій  ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, X)$  для ізотопів  $X = \text{Li}, \text{Be}, \text{B}, \text{C}, \text{N}$  вимірювались на Варшавському циклотроні U-200P при енергії  $E_{\text{лаб}}({}^{11}\text{B}) = 45$  МеВ [1]. Енергетичний розкид пучка становив приблизно 1 %.

Мішенню служила плівка  ${}^9\text{Be}$  товщиною 600 мкг/см<sup>2</sup>. Вміст вуглецю, кисню й важких елементів не перевищував 10 %.

Продукти реакції реєструвались  $\Delta E$ - $E$ -спектрометрами, в яких  $\Delta E$ -детектором була іонізаційна камера [6], а повне поглинання частинок відбувалось у кремнієвих  $E$ -детекторах. Як робочий газ в іонізаційній камері використовувався регульований потік аргону при тиску  $\sim 200$  мм рт. ст., енергетичні втрати продуктів реакцій в якому були приблизно такими ж, як у кремнієвому детекторі товщиною  $\sim 15$  мкм.

В експерименті застосовувалась стандартна електронна схема реєстрації та відбору сигналів від  $\Delta E$ - і  $E$ -детекторів методом швидко-повільних збігів з використанням електроніки стандарту САМАС. Спектрометрична інформація накопичувалась в персональному комп'ютері за допомогою системи SMAN [7]. Повний опис експериментальної установки подано в роботі [6].

В експерименті одночасно реєструвались продукти реакцій із зарядовими числами  $Z = 3 - 7$ . Типовий  $E \times \Delta E$ -спектр показано на рис. 1. Видно, що експериментальна методика забезпечувала надійну ідентифікацію продуктів реакцій за їх зарядами. Ідентифікація ізотопів кожного елемента здійснювалась на основі кінематичних розрахунків при аналізі одновимірних енергетичних спектрів ( $E$ -спектрів), що отримувались із двовимірних  $E \times \Delta E$ -спектрів проектуванням окремих елементних смуг (локусів) на  $E$ -вісь.

Типовий  $E$ -спектр ізотопів бору з реакцій  ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{12}\text{B}){}^8\text{Be}$  із вказаними положеннями рівнів  ${}^{12}\text{B}$  представлено на рис. 2 (стрілки вказують на рівні ядер  ${}^{12}\text{B}$  і  ${}^8\text{Be}$  з реакції  ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{12}\text{B}){}^8\text{Be}$ .)

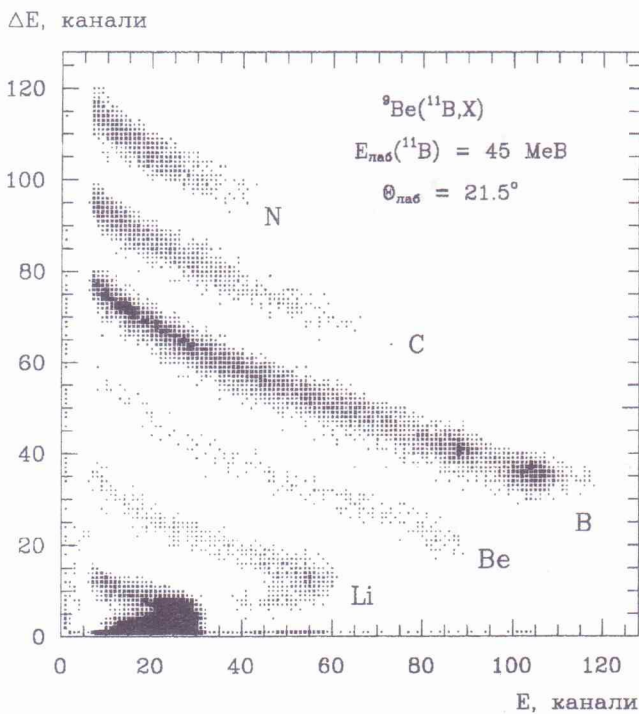


Рис. 1. Типовий  $E \times \Delta E$ -спектр продуктів реакції  ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, X)$  при енергії пучка іонів  ${}^{11}\text{B}$   $E_{\text{лаб}}({}^{11}\text{B}) = 45$  MeV для кута  $\theta_{\text{лаб}} = 21,5^\circ$ .

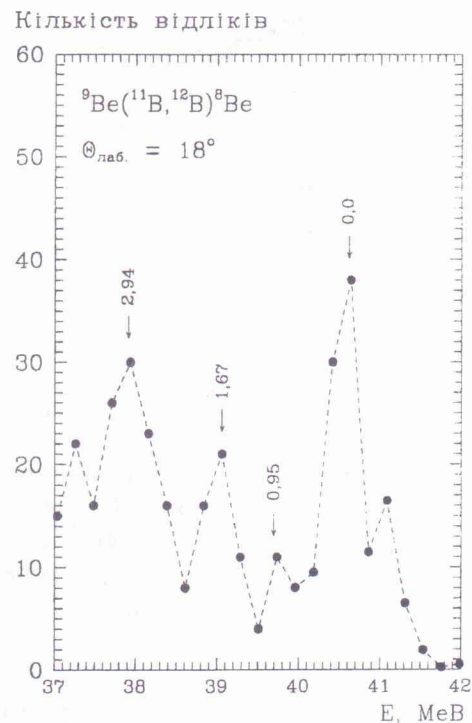


Рис. 2. Типовий  $E$ -спектр ізотопів бору з реакцій  ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{12}\text{B}){}^8\text{Be}$  при енергії  $E_{\text{лаб}}({}^{11}\text{B}) = 45$  MeV для кута  $\theta_{\text{лаб}} = 18^\circ$ .

Енергетичні спектри наближались сумою функцій Гаусса

$$N(E) = \sum_{i=1}^n N_{oi} \left[ \frac{(E - E_{oi})^2}{h_i^2} \right], \quad (1)$$

де  $N_{oi}$ ,  $E_{oi}$ ,  $h_i$  – висота, положення та півширина на половині висоти  $i$ -піка. При цьому проводилась лише підгонка параметра висоти піка  $N_{oi}$ . Положення піків  $E_{oi}$  відповідало значенням кінетичних енергій продуктів реакцій, а півширини піків  $h_i$  дорівнювали значенню



цього параметра для деякого ізольованого піка з розсіяння  $^{11}\text{B}$ . При такому методі наближення  $E$ -спектрів функціями Гаусса (1) помилка у визначенні площ слабкорозділених піків не перевищувала 30 %. Для частково розділених піків ця помилка становила 15 - 20 %. Визначені площі піків використовувались для обчислення диференціальних перерізів реакції  $^9\text{Be}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{B})^8\text{Be}$ . Для абсолютизації перерізів реакції було використано коефіцієнт нормування перерізів пружного розсіяння ядер  $^9\text{Be} + ^{11}\text{B}$ , з яким одночасно вимірювалась дана реакція.

Кутові розподіли диференціальних перерізів реакції  $^9\text{Be}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{B})^8\text{Be}$  при енергії  $E_{\text{лаб}}(^{11}\text{B}) = 45 \text{ MeV}$  для основних станів ядер  $^{12}\text{B}$  і  $^8\text{Be}$  та для збуджень  $0,953 \text{ MeV}$  ( $2^+$ ) ядра  $^{12}\text{B}$  і  $2,94 \text{ MeV}$  ( $2^+$ ) ядра  $^8\text{Be}$  показано на рис. 3 і 4. На основі  $E$ -спектрів ізотопів бору (утворений у реакції короткоживучий ізотоп  $^8\text{Be}$  не долітав до спектрометра) в експерименті було отримано диференціальні перерізи реакції  $^9\text{Be}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{B})^8\text{Be}$  лише для кутів  $\theta_{\text{с.ц.м.}} < 90^\circ$ .

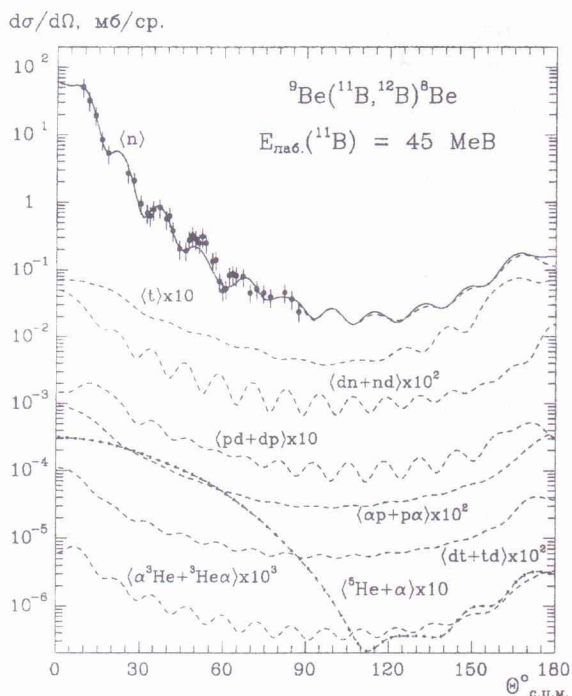


Рис. 3. Диференціальні перерізи реакції  $^9\text{Be}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{B})^8\text{Be}$  при енергії  $E_{\text{лаб}}(^{11}\text{B}) = 45 \text{ MeV}$  для переходів в основні стани ядер  $^{12}\text{B}$  і  $^8\text{Be}$ . Криві - МЗКР-перерізи реакції для передач нуклонів та кластерів. Пояснення наведено в тексті.

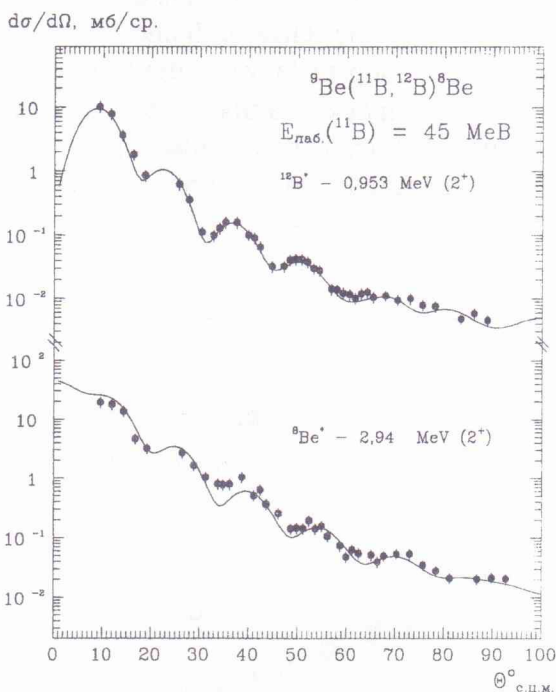


Рис. 4. Диференціальні перерізи реакції  $^9\text{Be}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{B})^8\text{Be}$  при енергії  $E_{\text{лаб}}(^{11}\text{B}) = 45 \text{ MeV}$  для збуджених станів ядер  $^{12}\text{B}$  і  $^8\text{Be}$ . Криві - МЗКР-перерізи реакції для передачі нейтрона.

### Аналіз експериментальних даних

Диференціальні перерізи реакції  $^9\text{Be}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{B})^8\text{Be}$  проаналізовано МЗКР з включенням у схему зв'язків пружного й непружного розсіяння ядер  $^9\text{Be} + ^{11}\text{B}$ , а також одно- і двоступінчастих передач нуклонів і кластерів, діаграми яких показано на рис. 5.

В МЗКР-обчисленнях для вхідного й вихідного каналів реакції використовувались оптичні потенціали Вудса - Саксона з об'ємним поглинанням

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

та кулонівський потенціал рівномірно зарядженої кулі

$$V_C = \begin{cases} b \cdot Z_p Z_T (3 - r^2/R_C^2)/R_C & \text{для } r \leq R_C, \\ 2b \cdot Z_p Z_T / r & \text{для } r > R_C, \end{cases} \quad (3)$$

де  $Z_p$  і  $Z_T$  - числа протонів в ядрах налітаючого іона (снаряда) і мішені,  $R_i = r_i (A_p^{1/3} + A_T^{1/3})$ , ( $i = V, W, C$ ),  $b = 0,719862$ .

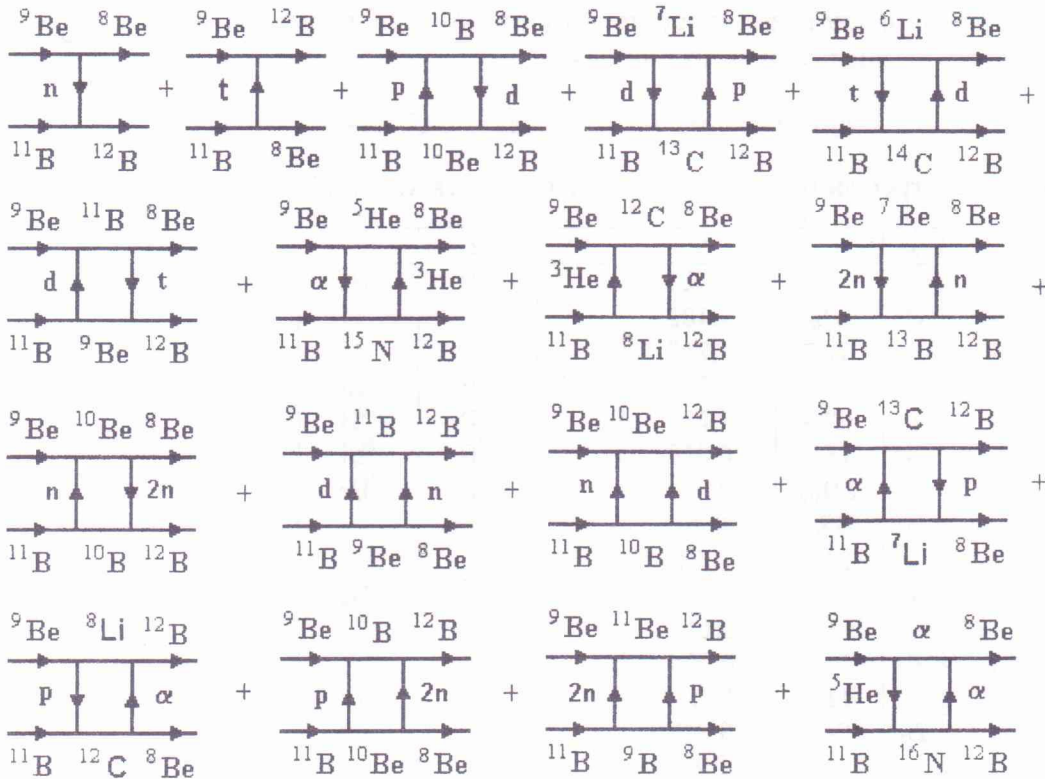
 ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{12}\text{B}){}^8\text{Be} \text{ \& } {}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^8\text{Be}){}^{12}\text{B}$ 


Рис. 5. Діаграми одно- і двоступінчастих передач у реакціях  ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{12}\text{B}){}^8\text{Be}$  і  ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^8\text{Be}){}^{12}\text{B}$ .

Для вхідного каналу  ${}^9\text{Be} + {}^{11}\text{B}$  використовувався оптичний потенціал з енергетично залежними параметрами, отриманими в аналізі пружного розсіяння цих ядер при багатьох енергіях [1]. Параметри оптичного потенціалу вихідного каналу  ${}^{12}\text{B} + {}^8\text{Be}$  підбирались таким чином, щоб МЗКР-перерізи задовільно описали експериментальні дані реакції  ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{12}\text{B}){}^8\text{Be}$ . Для проміжних каналів двоступінчастих передач використовувались оптичні потенціали із значеннями параметрів оптичного потенціалу вхідного каналу, за винятком параметра  $r_T$ , що визначався за формулою

$$r_T = 1,25 \cdot (A_p + A_T)^{1/3} / (A_1^{1/3} + A_2^{1/3}), \quad (4)$$

де  $R_{comp} = 1,25 \cdot (A_p + A_T)^{1/3}$  - радіус складеного ядра (компаунд-ядра);  $A_1$  і  $A_2$  - маси ядер проміжного каналу.

Значення параметрів оптичних потенціалів для вхідного й вихідного каналів реакції  ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{12}\text{B}){}^8\text{Be}$  подано в табл. 1. Обчислені на їх основі за допомогою програми FRESCO [8] МЗКР-перерізи показано відповідними кривими на рис. 3 і 4.

Необхідні для отримання МЗКР-перерізів спектроскопічні амплітуди нуклонів і кластерів було обчислено в рамках трансляційно-інваріантної моделі оболонки (ТИМО) [2] за допомогою програми DESNA [9, 10] з використанням таблиць хвильових функцій ядер 1р-оболонки [11]. Ці амплітуди подано в табл. 2.



Таблиця 1. Параметри оптичних потенціалів

Канали реакції	$V$ , MeB	$r_V$ , фм	$a_V$ , фм	$W_S$ , MeB	$r_W$ , фм	$a_W$ , фм
${}^9\text{Be} + {}^{11}\text{B}$	187,3	0,788	0,730	10,4	1,236	0,730
${}^8\text{Be} + {}^{12}\text{B}$	187,3	0,791	0,730	7,0	1,250	0,730

Хвильова функція зв'язаного стану кластера (нуклона)  $x$  у системі  $A = C + x$  обчислювалась стандарним способом методу деформованих хвиль з підгонкою глибини  $V_0$  дійсного потенціалу Вудса - Саксона для отримання експериментального значення його енергії зв'язку в даній системі з хорошою точністю. При цьому використовувались такі значення геометричних параметрів потенціалу:

$$a_V = 0,65 \text{ фм}; \quad r_V = 1,25 \cdot A^{1/3} / (C^{1/3} + x^{1/3}) \text{ фм}. \quad (5)$$

Таблиця 2. Спектроскопічні амплітуди  $S_x$  нуклонів та кластерів  $x$  в системах  $A = C + x$

$A$	$C$	$x$	$nL_j$	$S_x$	$A$	$C$	$x$	$nL_j$	$S_x$
${}^8\text{Be}$	$\alpha$	$\alpha$	$3S_0$	1,225	${}^{11}\text{B}$	${}^9\text{Be}$	d	$2S_1$	-0,607 <sup>a</sup>
${}^8\text{Be}$	${}^5\text{He}$	${}^3\text{He}$	$2P_{3/2}$	1,102				$1D_1$	-0,109 <sup>a</sup>
${}^8\text{Be}$	${}^6\text{Li}$	d	$2S_1$	1,217				$1D_3$	0,610 <sup>a</sup>
${}^8\text{Be}$	${}^7\text{Be}$	n	$1P_{3/2}$	-1,234 <sup>a</sup>	${}^{11}\text{B}$	${}^{10}\text{Be}$	p	$1P_{3/2}$	0,699
${}^8\text{Be}$	${}^7\text{Li}$	p	$1P_{3/2}$	1,234	${}^{11}\text{B}$	${}^{10}\text{B}$	n	$1P_{3/2}$	-1,347 <sup>a</sup>
${}^9\text{Be}$	$\alpha$	${}^5\text{He}$	$3S_{3/2}$	0,810	${}^{12}\text{B}$	${}^8\text{Li}$	$\alpha$	$2D_2$	0,496 <sup>a</sup>
			$2D_{3/2}$	0,536	${}^{12}\text{B}$	${}^9\text{Be}$	t	$2P_{1/2}$	0,102 <sup>a</sup>
${}^9\text{Be}$	${}^5\text{He}$	$\alpha$	$3S_0$	-0,467				$2P_{3/2}$	0,091
			$2D_2$	-0,536				$1F_{5/2}$	0,512 <sup>a</sup>
${}^9\text{Be}$	${}^6\text{Li}$	t	$1P_{1/2}$	-0,192	${}^{12}\text{B}^*_{0,953}$	${}^9\text{Be}$	t	$2P_{1/2}$	-0,237
			$2P_{3/2}$	-0,215 <sup>a</sup>				$1F_{3/2}$	-0,323
${}^9\text{Be}$	${}^7\text{Li}$	d	$2S_1$	-0,226 <sup>a</sup>				$1F_{7/2}$	0,316
			$1D_1$	0,111 <sup>a</sup>	${}^{12}\text{B}$	${}^{10}\text{Be}$	d	$1D_1$	0,380
${}^9\text{Be}$	${}^7\text{Be}$	2n	$2S_1$	0,247	${}^{12}\text{B}$	${}^{11}\text{B}$	n	$1P_{1/2}$	-0,734 <sup>a</sup>
			$1D_1$	-0,122				$1P_{3/2}$	0,821
			$1D_3$	0,683	${}^{13}\text{B}$	${}^{12}\text{B}$	n	$1P_{1/2}$	-0,238
${}^9\text{Be}$	${}^8\text{Li}$	p	$1P_{1/2}$	-0,162 <sup>a</sup>				$1P_{3/2}$	0,213
			$1P_{3/2}$	-0,324	${}^{12}\text{C}$	${}^8\text{Be}$	$\alpha$	$3S_0$	0,821
${}^9\text{Be}$	${}^8\text{Be}$	n	$1P_{3/2}$	0,866	${}^{12}\text{C}$	${}^9\text{Be}$	${}^3\text{He}$	$2P_{3/2}$	1,224 <sup>a</sup>
${}^9\text{Be}$	${}^8\text{Be}^*_{2,940}$	n	$1P_{1/2}$	-0,573	${}^{12}\text{C}$	${}^{11}\text{B}$	p	$1P_{3/2}$	-1,706 <sup>a</sup>
			$1P_{3/2}$	0,573	${}^{13}\text{C}$	${}^9\text{Be}$	$\alpha$	$2D_2$	0,504 <sup>a</sup>
${}^9\text{B}$	${}^8\text{Be}$	p	$1P_{3/2}$	0,866	${}^{13}\text{C}$	${}^{11}\text{B}$	d	$2S_1$	-0,263
${}^{10}\text{Be}$	${}^9\text{Be}$	n	$1P_{3/2}$	1,406 <sup>a</sup>				$1D_1$	-0,162
${}^{10}\text{B}$	${}^8\text{Be}$	d	$1D_3$	0,811				$1D_2$	-0,485 <sup>a</sup>
${}^{10}\text{B}$	${}^9\text{Be}$	p	$1P_{3/2}$	1,185	${}^{13}\text{C}$	${}^{12}\text{B}$	p	$1P_{1/2}$	-0,694 <sup>a</sup>
${}^{11}\text{B}$	${}^7\text{Li}$	$\alpha$	$3S_0$	-0,638				$1P_{3/2}$	0,245
			$2D_2$	-0,423	${}^{14}\text{C}$	${}^{11}\text{B}$	t	$2P_{3/2}$	-0,368
${}^{11}\text{B}$	${}^8\text{Li}$	${}^3\text{He}$	$2P_{1/2}$	0,160 <sup>a</sup>	${}^{14}\text{C}$	${}^{12}\text{B}$	d	$1D_1$	-1,01
			$1F_{5/2}$	0,218 <sup>a</sup>	${}^{15}\text{N}$	${}^{11}\text{B}$	$\alpha$	$2D_2$	0,435
			$1F_{7/2}$	-0,214	${}^{15}\text{N}$	${}^{12}\text{B}$	${}^3\text{He}$	$2P_{1/2}$	0,254
${}^{11}\text{B}$	${}^8\text{Be}$	t	$1P_{3/2}$	0,641				$2P_{3/2}$	-0,090
${}^{11}\text{B}$	${}^8\text{Be}^*_{2,94}$	t	$2P_{1/2}$	-0,424 <sup>a</sup>	${}^{16}\text{N}^*_{3,355}$	${}^{11}\text{B}$	${}^5\text{He}$	$3D_{1/2}$	0,254
			$2P_{3/2}$	0,424				$3D_{3/2}$	-0,199
			$1F_{5/2}$	0,148 <sup>a</sup>	${}^{16}\text{N}^*_{3,355}$	${}^{12}\text{B}$	$\alpha$	$4S_0$	0,514
			$1F_{7/2}$	-0,363					

<sup>a</sup>  $S_{\text{FRESCO}} = (-1)^{J_C + J - J_A} S_x = -S_x$ .

На рис. 3 показано МЗКР-перерізи реакції  ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{12}\text{B}){}^8\text{Be}$  для передач нейтрона (крива  $\langle n \rangle$ ), тритона (крива  $\langle t \rangle$ ), послідовних передач дейтрона + нейтрона і навпаки (крива  $\langle dn+nd \rangle$ ), протона + дейтрона (крива  $\langle pd+dp \rangle$ ),  $\alpha$ -частинки +  ${}^3\text{He}$ -кластера (крива  $\langle \alpha {}^3\text{He} + {}^3\text{He} \alpha \rangle$ ), дейтрона + тритона (крива  $\langle dt+td \rangle$ ),  $\alpha$ -частинки + протона (крива  $\langle \alpha p + p \alpha \rangle$ ),  ${}^5\text{He}$ -кластера +  $\alpha$ -частинки (крива  $\langle {}^5\text{He} + \alpha \rangle$ ). Суцільна крива – когерентна сума перерізів реакції для передач нейтрона і тритона. Видно, що в даній реакції домінує передача нейтрона в усьому діапазоні кутів. При цьому МЗКР-перерізи задовільно описують експериментальні дані при значеннях параметрів оптичного потенціалу вихідного каналу  ${}^{12}\text{B} + {}^8\text{Be}$  (див. табл. 1). Видно, що цей потенціал відрізняється від потенціалу вхідного каналу  ${}^9\text{Be} + {}^{11}\text{B}$  в основному лише меншим значенням глибини уявної частини  $W_s$  (на  $\sim 3$  MeV).

Аналіз реакції  ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{12}\text{B}){}^8\text{Be}$  для збуджених станів ядер  ${}^{12}\text{B}$  і  ${}^8\text{Be}$  (див. рис. 4) показав, що і в даному випадку передача  $t$ -кластера і двоступінчасті передачі не відіграють помітної ролі в даній реакції. Домінує передача нейтрона (суцільні криві на рис. 4). Виявилось, що оптичний потенціал взаємодії ядер  ${}^{12}\text{B}_{0,953}^* + {}^8\text{Be}$  і  ${}^{12}\text{B} + {}^8\text{Be}_{2,94}^*$  у збуджених станах приблизно такий же, як і для взаємодії ядер  ${}^{12}\text{B} + {}^8\text{Be}$  в основних станах.

### Основні результати та висновки

У результаті МЗКР-аналізу вперше отриманих експериментальних даних реакції  ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{12}\text{B}){}^8\text{Be}$  для основних та збуджених станів ядер  ${}^{12}\text{B}$  і  ${}^8\text{Be}$  встановлено, що в цій реакції домінує передача нейтрона, а двоступінчасті процеси не грають помітної в ній ролі. Це уможливило використання даної реакції для визначення оптичного потенціалу взаємодії нестабільних ядер  ${}^{12}\text{B} + {}^8\text{Be}$ , який при досліджуваній енергії суттєво відрізняється від оптичного потенціалу взаємодії ядер  ${}^9\text{Be} + {}^{11}\text{B}$  в основному меншою глибиною уявної частини  $W_s$  (на  $\sim 3$  MeV).

### СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Rudchik A.T., Kyryanchuk V.M., Budzanowski A., et al. Mechanism of large angle enhancement of  ${}^9\text{Be} + {}^{11}\text{B}$  scattering // Nucl. Phys. A. - 2003. - Vol. 714. - P. 391 - 411.
2. 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.
3. Rudchik A.T., Koshchy E.I., Budzanowski A., et al. Strong coupled-channel effects in the  ${}^9\text{Be}({}^3\text{He}, {}^3\text{He})$ ,  ${}^9\text{Be}({}^3\text{He}, {}^7\text{Be})$  and  $({}^3\text{He}, {}^6\text{Li})$  reactions at  $E({}^3\text{He}) = 60$  MeV // Nucl. Phys. A. - 1996. - Vol. 609. - P. 147 - 162.
4. Rudchik A.T., Momotyuk O.A., Budzanowski A., et al. Energy dependence of  ${}^8\text{Be} + {}^{13}\text{C}$  interaction // Nucl. Phys. A. - 1999. - Vol. 660. - P. 267 - 279.
5. Kyryanchuk V.M., Rudchik A.T., Budzanowski A., et al. One-nucleon transfer reaction  ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{10}\text{B}){}^{10}\text{B}$  and optical potential for the  ${}^{10}\text{B} + {}^{10}\text{B}$  interaction // Nuclear physics A. - 2003. - 726. - P. 231 - 247.
6. 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 дослід. - 2002. - № 2 (8). - С. 216 - 224.
7. Kowalczyk M. SMAN: Oprogramowanie zberania danych dla pomiarów wieloparametrycznych w standardzie CAMAC. - Warszawa. - 1997. - P. 1 - 32.
8. Thompson I.J. Coupled reaction channels calculations in nuclear physics // Comp. Phys. Rev. - 1988. - Vol. 7. - P. 167 - 212.
9. 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).
10. 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.
11. Бояркина А.Н. Структура ядер 1р-оболочки. - М.: Изд-во Московского университета, 1973. - 62 с.



МЕХАНІЗМИ РЕАКЦІИ  ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{12}\text{B}){}^8\text{Be}$ 

**В. Н. Кирьянчук, А. Т. Рудчик, А. Будзановски, Б. Чех, Т. Чосныка, Л. Гловацка,  
С. Кличевски, Е. І. Коший, С. Ю. Межевич, О. А. Момотюк, Г. В. Мохнач, К. Русек,  
С. Б. Сакута, Р. Сюдак, І. Сквирчиньска, А. Щурек**

Измерены дифференциальные сечения реакции  ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{12}\text{B}){}^8\text{Be}$  при энергии  $E_{\text{лаб}}({}^{11}\text{B}) = 45$  MeV для переходов в основные состояния ядер  ${}^{12}\text{B}$  и  ${}^8\text{Be}$ , а также на уровни 0,953 MeV ( $2^+$ ) ядра  ${}^{12}\text{B}$  и 2,94 MeV ( $2^+$ ). Экспериментальные данные проанализированы в рамках метода связанных каналов реакций с включением в схему связи одно- и двуступенчатых передач нуклонов и кластеров. Установлено, что в реакции  ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{12}\text{B}){}^8\text{Be}$  основную роль играет процесс передачи нейтрона. Получены значения параметров оптического потенциала для взаимодействия ядер  ${}^{12}\text{B} + {}^8\text{Be}$ .

MECHANISM OF THE  ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{12}\text{B}){}^8\text{Be}$  REACTION

**V. M. Kyryanchuk, A. T. Rudchik, A. Budzanowski, B. Czech, T. Czosnyka, L. Głowacka,  
S. Klichewski, E. I. Koshchy, S. Yu. Mezhevych, O. A. Momotyuk, A. V. Mokhnach, K. Rusek,  
S. B. Sakuta, R. Siudak, I. Skwirczyńska, A. Szczurek**

Angular distribution of the  ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{12}\text{B}){}^8\text{Be}$  reaction were measured at  $E_{\text{lab}}({}^{11}\text{B}) = 45$  MeV for the transitions to the ground states of  ${}^{12}\text{B}$  i  ${}^8\text{Be}$  and to the 0,953 MeV ( $2^+$ ) excited state of  ${}^{12}\text{B}$  and 2,94 MeV ( $2^+$ ) excited state of  ${}^8\text{Be}$ . The data were analyzed within the coupled-reaction-channels (CRC) method. One- and two-step transfers of nucleons and clusters were included in the coupling scheme. It was found that the neutron transfer dominates in the  ${}^9\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{12}\text{B}){}^8\text{Be}$  reaction. The parameters of the  ${}^{12}\text{B} + {}^8\text{Be}$  optical model potential were deduced.

Надійшла до редакції 14.11.03.  
після доопрацювання – 26.04.04.