

С. Ю. Межевич¹, А. Т. Рудчик¹, К. Русек^{2,6}, Є. І. Коший³,
С. Клічевські⁴, В. М. Кир'янчук¹, А. А. Рудчик¹, С. Б. Сакута⁵, Р. Сюдак⁴,
Б. Чех⁴, Я. Хоїнські⁶, А. Щурек⁴

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

² Національний інститут ядерних досліджень, Варшава, Польща

³ Харківський національний університет, Харків

⁴ Інститут ядерної фізики ім. Г. Неводнічанського, Краків, Польща

⁵ Російський дослідницький центр «Курчатовський інститут», Москва, Росія

⁶ Лабораторія важких іонів Варшавського університету, Варшава, Польща

ПРУЖНЕ Й НЕПРУЖНЕ РОЗСІЯННЯ ІОНІВ $^{11}\text{В}$ ЯДРАМИ $^{14}\text{С}$ ПРИ ЕНЕРГІЇ 45 МеВ

Отримано нові експериментальні дані диференціальних перерізів непружного розсіяння $^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{11}\text{B})^{14}\text{C}$ при енергії $E_{\text{лаб.}}(^{11}\text{B}) = 45$ МеВ для переходів ядра ^{11}B у збуджені стани 2,12 – 8,56 МеВ. Експериментальні дані проаналізовано за оптичною моделлю та методом зв'язаних каналів реакцій. У схему зв'язку каналів включались пружне й непружне розсіяння ядер, процес реорієнтації спіна ядра ^{11}B та найпростіші реакції передачі нуклонів і кластерів. Визначено параметри потенціалу взаємодії ядер $^{14}\text{C} + ^{11}\text{B}$ типу Вудса - Саксона та параметри деформації ядра ^{11}B . Отриманий з підгонки оптичний потенціал порівнюється з відповідним фолдінг-потенціалом, обчисленим за методом подвійної згортки. Досліджено ізотопічні відмінності оптичних потенціалів взаємодії ядер $^{12, 13, 14}\text{C} + ^{11}\text{B}$, використовуючи результати попередніх досліджень пружного й непружного розсіяння ядер $^{12, 13}\text{C} + ^{11}\text{B}$ при близьких енергіях. Визначено внески реакцій одно- та двоступінчастих передач нуклонів і кластерів у канали пружного й непружного розсіяння ядер $^{14}\text{C} + ^{11}\text{B}$.

Ключові слова: розсіяння важких іонів, оптична модель, метод зв'язаних каналів реакцій, спектроскопічні амплітуди, оптичні потенціали, механізми реакцій.

Вступ

Експериментальні дані диференціальних перерізів пружного й непружного розсіяння ядер $^{14}\text{C} + ^{11}\text{B}$ при енергії $E_{\text{лаб.}}(^{11}\text{B}) = 45$ МеВ для переходів ^{14}C у збуджені стани було отримано раніше в роботі [1]. Дані аналізувались за оптичною моделлю (ОМ) та методом зв'язаних каналів реакцій (МЗКР). Дослідження пружного й непружного розсіяння цих ядер продовжено в даній роботі. Отримано нові експериментальні дані для переходів ядра ^{11}B у збуджені стани та проведено аналіз їх за ОМ та МЗКР. У результаті було уточнено параметри потенціалу взаємодії ядер $^{14}\text{C} + ^{11}\text{B}$ та параметрів деформації ядра ^{11}B . Метою роботи було також порівняння даних розсіяння цих ядер із раніше дослідженим розсіянням ядер $^{12}\text{C} + ^{11}\text{B}$ при енергії $E_{\text{лаб.}}(^{11}\text{B}) = 49$ МеВ [2] і $^{13}\text{C} + ^{11}\text{B}$ при $E_{\text{лаб.}}(^{11}\text{B}) = 45$ МеВ [3] та потенціалів взаємодії ядер $^{12, 13, 14}\text{C} + ^{11}\text{B}$ (пошук *ізотопічних* відмінностей).

Варто також зазначити, що експериментальне й теоретичне дослідження розсіяння ядер $^{14}\text{C} + ^{11}\text{B}$ важливе для вивчення реакцій $^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, X)$ з виходом нестабільних ядер ^{10}Be , $^{12, 13}\text{B}$, ^{15}C , ^{16}N тощо та визначення потенціалів взаємодії їх з іншими ядрами за експерименталь-

ними даними цих реакцій. Диференціальні перерізи зазначених вище реакцій було поміряно одночасно із розсіянням ядер $^{14}\text{C} + ^{11}\text{B}$ і результати дослідження їх будуть опубліковані в наступних роботах.

Методика експерименту

Вимірювання диференціальних перерізів пружного й непружного розсіяння ядер $^{14}\text{C} + ^{11}\text{B}$ та одночасно реакцій $^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, X)$ 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^2 із 86 %-ним збагаченням ізотопом ^{14}C . Розкид енергії пучка іонів на мішені не перевищував 0,5 %.

Експеримент проводився з використанням ΔE -методики з трьома спектрометрами. У двох з них ΔE -детектором була іонізаційна камера триканальної конструкції [4], а в третьому - кремнієвий детектор товщиною 40 мкм. Робочим газом в іонізаційній камері був протічний аргон при такому тиску, що втрати енергії частинками в ній дорівнювали енергії поглинання при проходженні частинок через кремнієвий детектор

товщиною 15 мкм. У всіх трьох спектрометричних каналах застосовувались кремнієві E -детектори товщиною ~ 1 мм.

В експерименті використовувались електроніка стандарту САМАС та система накопичення й спектрометричного аналізу даних SMAN [5] 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 за зарядами.

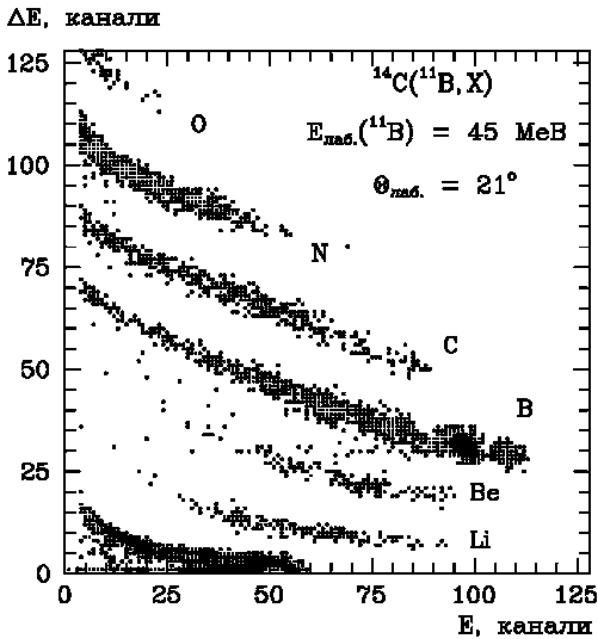


Рис. 1. Типовий двовимірний спектр $\Delta E(E)$ продуктів ядерних реакцій $^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, X)$ при енергії $E_{\text{лаб.}}(^{11}\text{B}) = 45$ МеВ.

Типові енергетичні спектри ^{11}B та ^{14}C , 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. Видно, що роздільна здатність методики забезпечувала надійну ідентифікацію низькоенергетичних дискретних станів ядер із різницею енергій, більшою 0,5 МеВ. Кривими на рис. 2 показано наближення відповідних цим станам ядер піків симетричними гауссіанами

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

енергії E_i положень яких на спектрах дорівнювали кінетичним енергіям розсіяних ^{11}B і ^{14}C в основних та збуджених станах, а параметри напівширин h_i піків – середньому значенню ізолюваних піків або природним ширинам рівнів ядер. Під експериментальні дані піків проводилась підгонка лише параметрів N_i максимальних значень гауссіанів. Площі гауссіанів використовувались для обчислення диференціальних перерізів ядерних процесів. Абсолютизація диференціальних перерізів пружного розсіяння ядер $^{14}\text{C} + ^{11}\text{B}$ проводилась нормуванням їх до ОМ-розрахунків на малих кутах, де домінує кулонівське розсіяння. Похибка абсолютизації не перевищує 15%. Визначений коефіцієнт абсолютизації кутових розподілів пружного розсіяння ядер використовувався також для нормування перерізів непружного розсіяння їх.

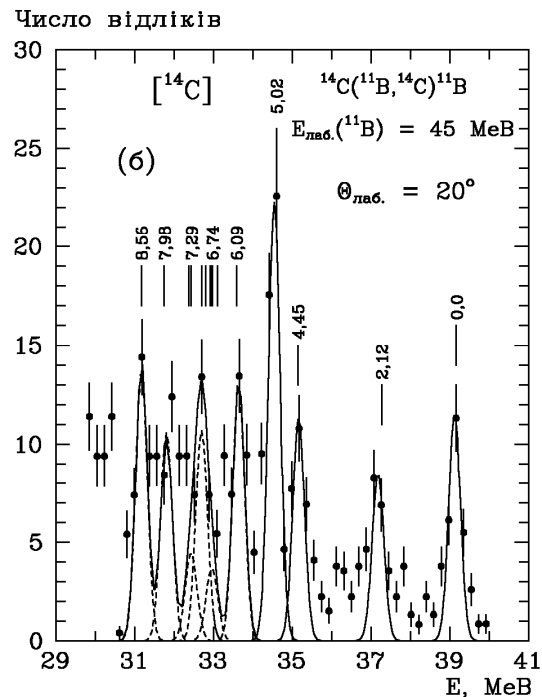
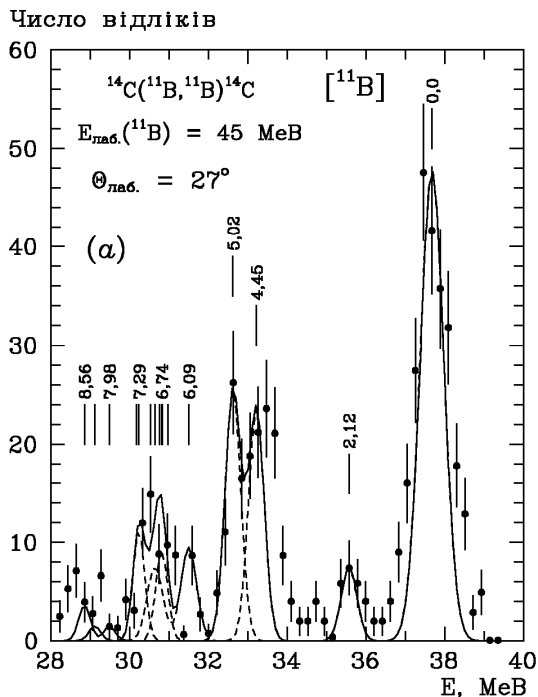


Рис. 2. Типові енергетичні спектри ^{11}B і ^{14}C з ядерних процесів $^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, X)$ при енергії $E_{\text{лаб.}}(^{11}\text{B}) = 45$ МеВ.

На рис. 3 отримані диференціальні перерізи пружного розсіяння ядер $^{14}\text{C} + ^{11}\text{B}$ порівнюються з аналогічними даними розсіяння $^{12,13}\text{C} + ^{11}\text{B}$ [2, 3] залежно від переданого імпульсу q_t . Видно, що експериментальні дані пружного розсіяння іонів ^{11}B ізотопами $^{12,13,14}\text{C}$ добре узгоджуються між собою при малих значеннях переданого імпульсу, але помітно відрізняються для великих передач імпульсів, коли значну роль при взаємодії ядер починають відігравати непружні процеси.

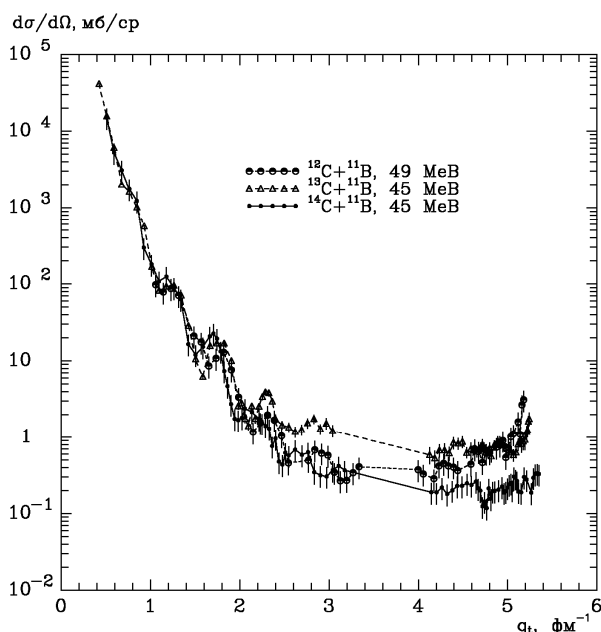


Рис. 3. Диференціальні перерізи пружного розсіяння ядер $^{12,13,14}\text{C} + ^{11}\text{B}$ при енергіях $E_{\text{лаб.}}(^{11}\text{B}) = 45$ і 49 MeB залежно від переданого імпульсу.

Аналіз експериментальних даних

Методи розрахунків

Експериментальні дані пружного та непружного розсіяння ядер $^{14}\text{C} + ^{11}\text{B}$ аналізувались за ОМ та МЗКР з використанням ядерного потенціалу 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 кулонівського потенціалу 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.

У МЗКР-розрахунках у схему зв'язку каналів включались пружне й непружне розсіяння ядер $^{14}\text{C} + ^{11}\text{B}$, процес реорієнтації спіна ^{11}B та найважливіші реакції передач. Схеми переходів ядер ^{14}C і ^{11}B у збуджені стани показано на рис. 4, а діаграми реакцій передач - на рис. 5.

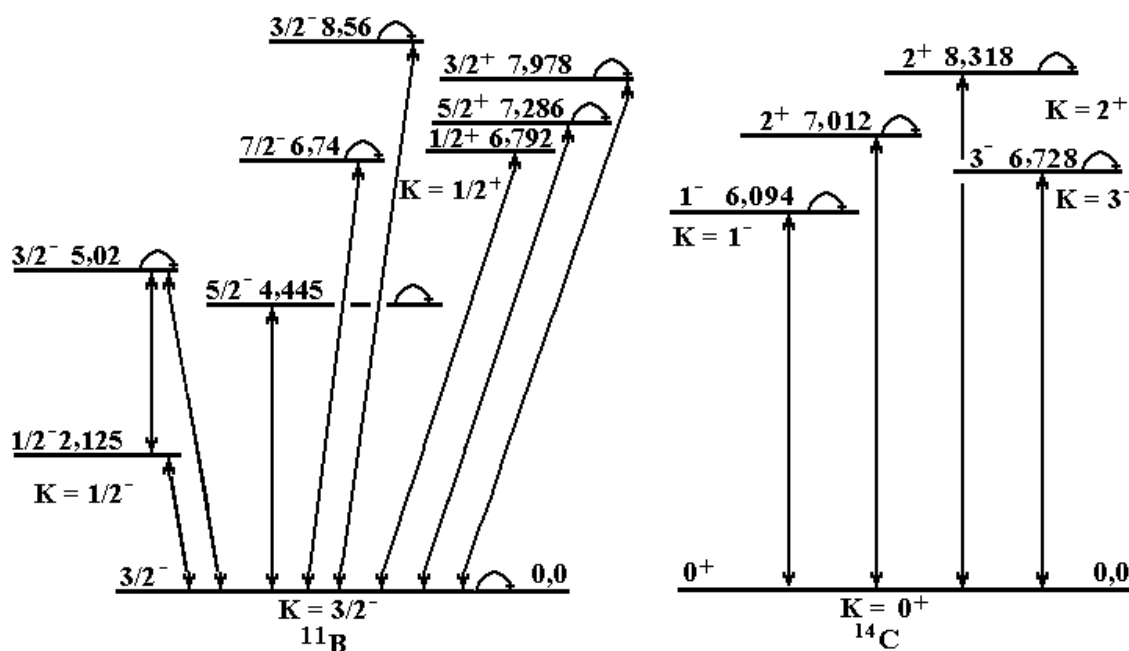


Рис. 4. Схеми переходів ядер ^{11}B і ^{14}C у збуджені стани. Дугами показано переходи реорієнтації спінів цих ядер.

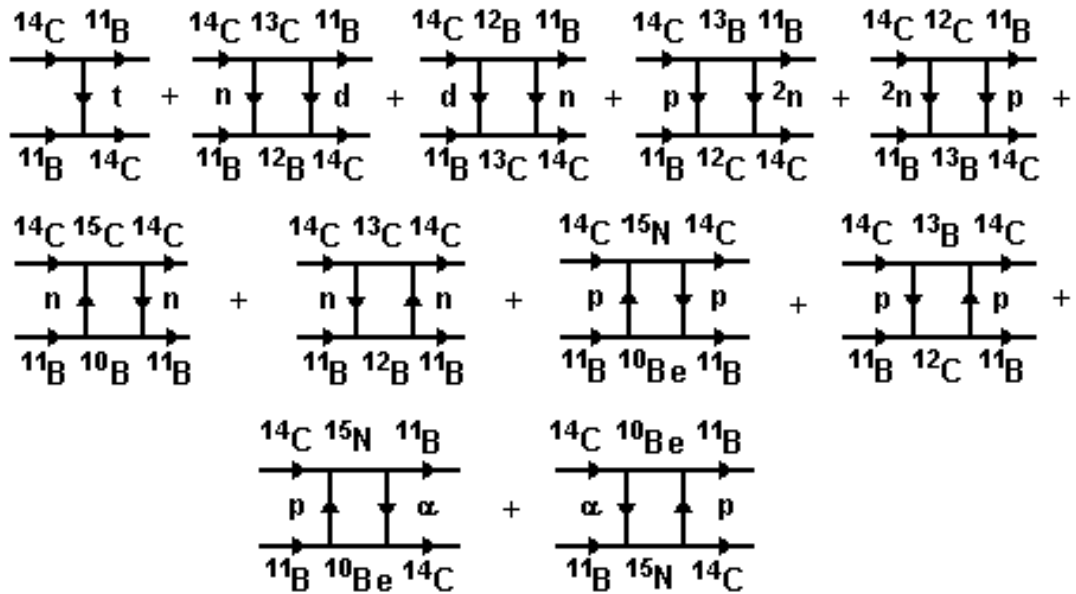


Рис. 5. Діаграми найпростіших реакцій передач для каналів пружного й непружного розсіяння ядер $^{14}\text{C} + ^{11}\text{B}$.

При аналізі даних непружного розсіяння ядер $^{14}\text{C} + ^{11}\text{B}$ вважалось, що низькоенергетичні збуджені стани ^{11}B мають переважно колективну природу (ротаційну або вібраційну). Для обчислення колективних переходів λ -мультипольності (передачі орбітального моменту λ) використовувались форм-фактори

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

де δ_λ – довжина (параметр) деформації ядра λ -мультипольності. Параметри δ_λ і $\beta_\lambda = \delta_\lambda/R$ ($R = 1,25 A^{1/3}$) деформації ядра ^{11}B та характеристики переходів його в збуджені стани подано в табл. 1.

Таблиця 1. Параметри деформації ядер ^{11}B і ^{12}C

Ядро	$E_{зб.}, \text{MeV}$	J^π	λ	$\delta_\lambda, \text{фм}$	$\beta_\lambda^{(a)}$	Літ.
^{11}B	2,125	$1/2^-$	2	1,2	0,43	[2]
	4,445	$5/2^-$	2	1,2	0,43	[2]
			4	1,0	0,36	[2]
	5,021	$3/2^-$	2	1,2	0,43	[2]
	6,743	$7/2^-$	2	1,2	0,43	[2]
			4	1,0	0,36	[2]
	6,792	$1/2^+$	1	1,0	0,36	[3]
	7,286	$5/2^+$	1	1,0	0,36	[3]
			3	1,2	0,43	[3]
	7,978	$3/2^+$	1	1,0	0,36	[3]
			3	1,2	0,43	[3]
^{12}C	8,560	$3/2^-$	2	1,2	0,43	
	6,728	3^-	3	1,0	0,35	

^(a) $\beta_\lambda = \delta_\lambda/R$ ($R = 1,25 A^{1/3}$ фм).

Необхідні для МЗКР-розрахунків реакцій передач спектроскопічні амплітуди S_x кластерів (нуклонів) x у системах $A = C + x$ обчислювались за трансляційно-інваріантною моделлю оболонки (ТІМО) методом Смірнова - Чувільського [6] за допомогою програми DESNA [7, 8]. Спектроскопічні амплітуди S_x подано в табл. 2.

Хвильові функції зв'язаних станів кластерів (нуклонів) x у системах $A = C + x$ обчислювались стандартним методом підгонки глибини V

дійсного потенціалу Вудса - Саксона до експериментальних значень енергій зв'язку кластерів x у цих системах. При цьому використовувались значення параметрів $a_V = 0,65$ фм і $r_V = 1,25 A^{1/3}/(C^{1/3} + x^{1/3})$ фм.

Для ОМ-розрахунків та підгонки параметрів потенціалу розсіяння $^{14}\text{C} + ^{11}\text{B}$ використовувалась програма SPI-GENOA [9], а для МЗКР-розрахунків – програма FRESCO [10].

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
^{11}B	^{10}Be	p	$1P_{3/2}$	0,699	^{13}B	$^{11}\text{B}^*_{6,743}$	^2n	$1D_2$	0,965
$^{11}\text{B}^*_{2,125}$	^{10}Be	p	$1P_{1/2}$	0,699	^{13}B	$^{11}\text{B}^*_{8,559}$	^2n	$2S_0$	0,623
$^{11}\text{B}^*_{5,021}$	^{10}Be	p	$1P_{3/2}$	0,699				$1D_2$	0,197
$^{11}\text{B}^*_{8,559}$	^{10}Be	p	$1P_{3/2}$	0,699	^{12}C	^{11}B	p	$1P_{3/2}$	-1,706 ^(a)
^{11}B	^{10}B	n	$1P_{3/2}$	-1,347 ^(a)	^{12}C	$^{11}\text{B}^*_{2,125}$	p	$1P_{1/2}$	-1,206 ^(a)
$^{11}\text{B}^*_{5,021}$	^{10}B	n	$1P_{3/2}$	-1,347 ^(a)	^{12}C	$^{11}\text{B}^*_{5,021}$	p	$1P_{3/2}$	-1,706 ^(a)
$^{11}\text{B}^*_{8,559}$	^{10}B	n	$1P_{3/2}$	-1,347 ^(a)	^{12}C	$^{11}\text{B}^*_{6,793}$	p	$1P_{1/2}$	-1,206 ^(a)
^{12}B	^{11}B	n	$1P_{1/2}$	-0,142 ^(a)	^{12}C	$^{11}\text{B}^*_{8,559}$	p	$1P_{3/2}$	-1,706 ^(a)
			$1P_{3/2}$	-0,127	^{13}C	^{11}B	d	$2S_1$	-0,263
^{12}B	$^{11}\text{B}^*_{2,125}$	n	$1P_{1/2}$	0,402				$1D_1$	-0,162
			$1P_{3/2}$	0,142 ^(a)	^{14}C	^{10}Be	α	$3S_0$	-0,566
^{12}B	$^{11}\text{B}^*_{4,445}$	n	$1P_{3/2}$	0,147 ^(a)	^{14}C	^{11}B	t	$2P_{3/2}$	-0,368 ^(a)
^{12}B	$^{11}\text{B}^*_{5,021}$	n	$1P_{1/2}$	-0,142 ^(a)	^{14}C	^{12}B	d	$1D_1$	-1,010
			$1P_{3/2}$	-0,127	^{14}C	^{13}B	p	$1P_{3/2}$	1,695 ^(a)
^{12}B	$^{11}\text{B}^*_{8,559}$	n	$1P_{1/2}$	-0,142 ^(a)	^{14}C	^{12}C	^2n	$2S_0$	0,615
			$1P_{3/2}$	-0,127	^{14}C	^{13}C	n	$1P_{1/2}$	-1,094 ^(a)
^{13}B	^{11}B	^2n	$2S_0$	0,623	^{14}C	^{14}C	n	$2S_{1/2}$	-0,882
			$1D_2$	0,197	^{15}C	^{14}C	n	$2S_{1/2}$	-0,882
^{13}B	$^{11}\text{B}^*_{2,125}$	^2n	$1D_2$	0,197 ^(a)	^{15}N	^{11}B	α	$2D_2$	0,435 ^(a)
^{13}B	$^{11}\text{B}^*_{5,021}$	^2n	$2S_0$	0,623	^{15}N	^{14}C	p	$1P_{1/2}$	-0,598
			$1D_2$	0,197					

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

Пружне та непружне розсіяння ядер $^{14}\text{C} + ^{11}\text{B}$

Диференціальні перерізи пружного розсіяння ядер $^{14}\text{C} + ^{11}\text{B}$ при енергії $E_{\text{лаб.}}(^{11}\text{B}) = 45 \text{ MeV}$ показано на рис. 6. Криві – МЗКР-розрахунки з потенціалом взаємодії ядер $^{14}\text{C} + ^{11}\text{B}$, параметри якого подано в табл. 3 (набори параметри C , C_1 і C_2).

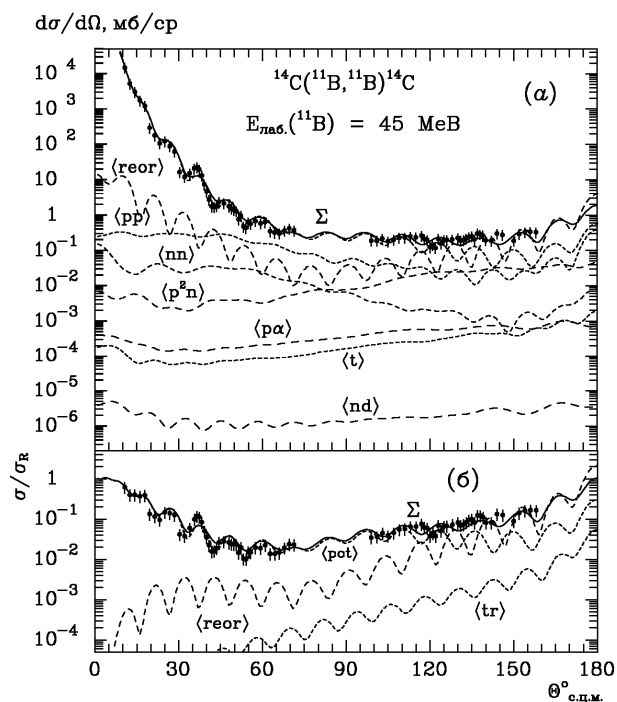


Рис. 6. Диференціальні перерізи пружного розсіяння ядер $^{14}\text{C} + ^{11}\text{B}$ при енергії $E_{\text{лаб.}}(^{11}\text{B}) = 45 \text{ MeV}$. Криві – МЗКР-розрахунки для різних ядерних процесів (пояснення в тексті).

Розрахунки проведено для потенціального розсіяння (крива <pot>), реорієнтації спіна ^{11}B (крива <reor>) та реакцій передач t-кластера (крива <t>), обмінів нейтронами й протонами (криві <nn> і <pp> відповідно), послідовних передач $n + d$ і $d + n$ (крива <nd>, когерентна сума) та $p + \alpha$ і $\alpha + p$ (крива <pα>, когерентна сума). На рис. 6, а показано МЗКР-перерізи реакцій передач при індивідуальних розрахунках кожної з реакцій без включення каналів непружного розсіяння ядер $^{14}\text{C} + ^{11}\text{B}$ у схему зв'язку каналів. Когерентна сума МЗКР-перерізів усіх реакцій передач, обчислена при повній схемі зв'язку каналів, показана на рис. 6, б кривою <tr>, а кривою Σ – когерентна сума всіх процесів. Видно, що потенціальне розсіяння домінує майже в усьому діапазоні кутів, за винятком великих кутів, де помітну роль відіграє також процес реорієнтації спіна ядра ^{11}B . Спостерігаються також незначні внески реакцій передач на великих кутах.

Диференціальні перерізи непружного розсіяння ядер $^{14}\text{C} + ^{11}\text{B}$ при енергії $E_{\text{лаб.}}(^{11}\text{B}) = 45 \text{ MeV}$ для переходів ядра ^{11}B у збуджені стани 2,125 ÷ 8,56 MeV показано на рис. 7 - 9. Для станів 6,743 MeV ($7/2^-$), 6,792 MeV ($1/2^+$) ядра ^{11}B та 6,728 MeV (3^-) ядра ^{14}C поміряно сумарні диференціальні перерізи (рис. 8). Некогерентна сума МЗКР-перерізів переходів ядер ^{14}C і ^{11}B у ці збуджені стани представлена суцільною кривою Σ . МЗКР-розрахунки проводились для колективних збуджень ядра ^{11}B з використанням значень параметрів деформації δ_λ та переданих орбітальних

Таблиця 3. Параметри потенціалів взаємодії ядер $^{12,13,14}\text{C} + ^{11}\text{B}$

Система ядер	Набір параметрів	$E_{\text{с.н.м.}}$, MeB	V_0 , MeB	r_V , фм	a_V , фм	W_S , MeB	r_W , фм	a_W , фм	Літ.
$^{12}\text{C} + ^{11}\text{B}$	A	25,57	241,6	0,788	0,670	9,0	1,250	0,670	[2]
$^{13}\text{C} + ^{11}\text{B}$	B	24,38	256,7	0,788	0,740	8,0	1,250	0,740	[3]
$^{14}\text{C} + ^{11}\text{B}$	C	25,20	266,6	0,750	0,740	7,5	1,345	0,74	
$^{14}\text{C} + ^{11}\text{B}^*_{5,021}$	C ₁	20,18	266,6	0,750	0,740	6,0	1,345	0,74	
$^{14}\text{C} + ^{11}\text{B}^*_{7,978}$	C ₂	17,23	266,6	0,750	0,740	4,5	1,345	0,74	

моментів λ , поданих у табл. 1. Видно, що некогерентна сума МЗКР-перерізів задовільно описує експериментальні дані. Найважливішим у сумар-

них перерізах є внесок переходу ядра ^{14}C у збуджений стан 6,728 MeB (3^-).

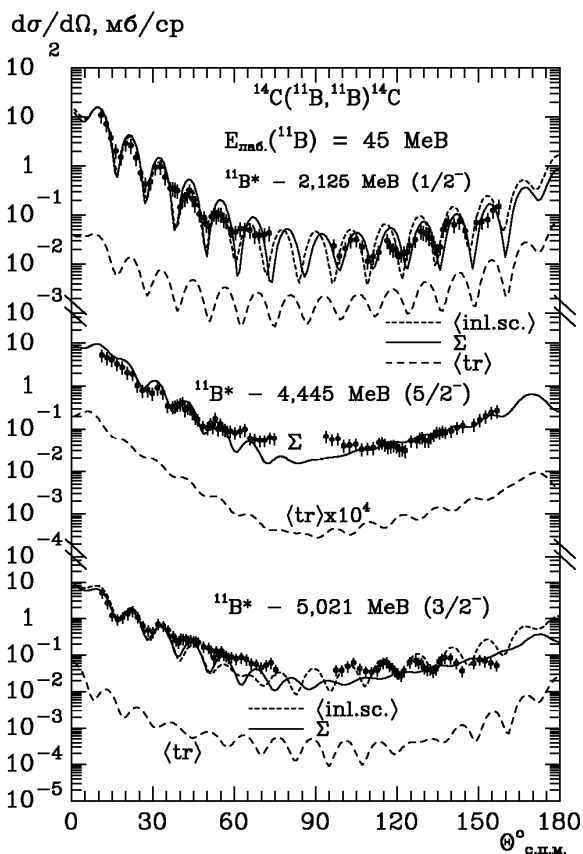


Рис. 7. Диференціальні перерізи непружного розсіяння ядер $^{14}\text{C} + ^{11}\text{B}$ при енергії $E_{\text{лаб.}}(^{11}\text{B}) = 45 \text{ MeB}$ для переходів ядра ^{11}B у збуджені стани 2,125 MeB ($1/2^-$), 4,445 MeB ($5/2^-$) і 5,021 MeB ($3/2^-$). Криві – МЗКР-розрахунки.

Диференціальні перерізи непружного розсіяння ядер $^{14}\text{C} + ^{11}\text{B}$ з переходом ^{11}B у збуджені стани 2,125 MeB ($1/2^-$), 4,445 MeB ($5/2^-$) та 5,021 MeB ($3/2^-$) показано на рис. 7. Криві – МЗКР-перерізи для переходів ядра ^{11}B у колективні збуджені стани (криві $\langle \text{inl.sc.} \rangle$) та реакцій передач (криві $\langle \text{tr} \rangle$, когерентні суми). Криві Σ – когерентні суми обох типів ядерних процесів. Видно, що в усіх випадках домінують прямі колективні збудження ядер, а реакції передач відіграють другорядну роль, впливаючи незначно на

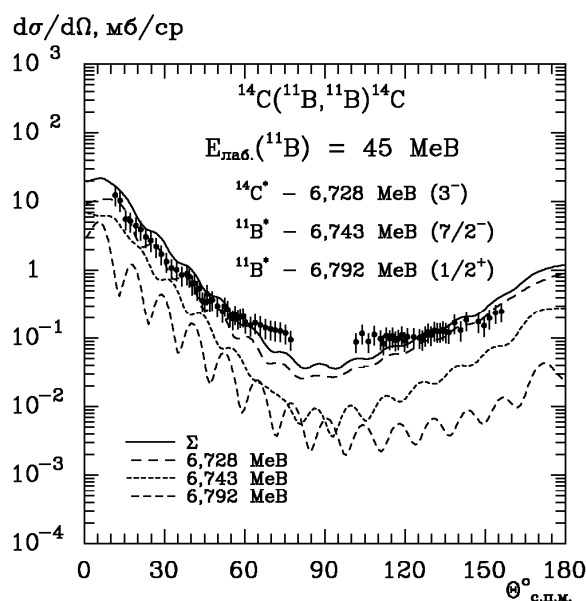


Рис. 8. Диференціальні перерізи непружного розсіяння ядер $^{14}\text{C} + ^{11}\text{B}$ при енергії $E_{\text{лаб.}}(^{11}\text{B}) = 45 \text{ MeB}$ для переходів ядер ^{11}B і ^{14}C у збуджені стани 6,728 MeB (3^-) + 6,743 MeB ($7/2^-$) + 6,792 MeB ($1/2^+$). Криві – МЗКР-розрахунки.

форму кутових розподілів непружного розсіяння ядер. Така ж ситуація спостерігалась і для непружного розсіяння ядер $^{14}\text{C} + ^{11}\text{B}$ із збудженням рівнів 7,286 MeB ($5/2^+$), 7,978 MeB ($3/2^+$) та 8,56 MeB ($3/2^-$) ядра ^{11}B , диференціальні перерізи якого показано на рис. 9. Для перших двох зазначених збуджень цього ядра реакції передач не відіграють жодної ролі, а для збудження 8,56 MeB ($3/2^-$) незначно впливають на форму кутових розподілів розсіяння на середні й великі кути.

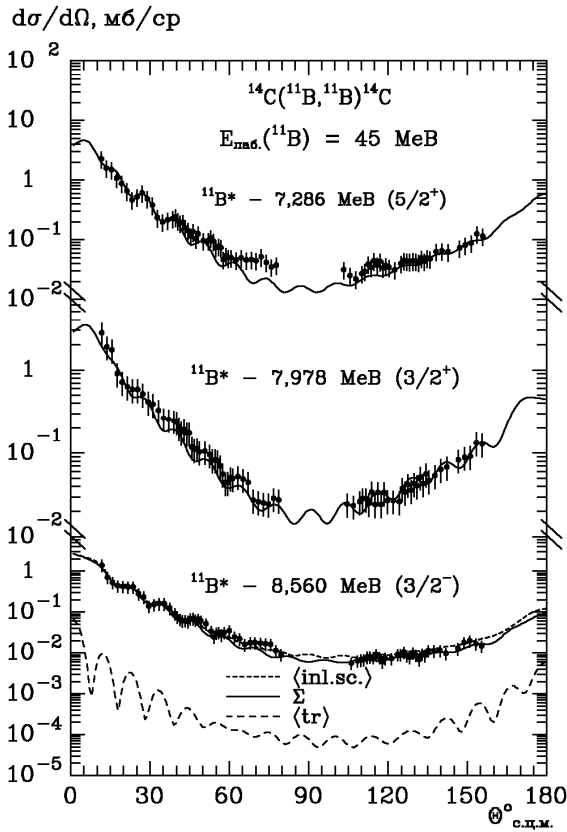


Рис. 9. Диференціальні перерізи непружного розсіяння ядер $^{14}\text{C} + ^{11}\text{B}$ при енергії $E_{\text{лаб.}}(^{11}\text{B}) = 45$ MeB для переходів ядра ^{11}B у збуджені стани $7,266$ MeB ($5/2^+$), $7,978$ MeB ($3/2^+$) і $8,560$ MeB ($3/2^-$). Криві – МЗКР-розрахунки.

Порівняння потенціалів взаємодії ядер $^{12,13,14}\text{C} + ^{11}\text{B}$

Для взаємодії ядер $^{14}\text{C} + ^{11}\text{B}$ було обчислено фолдінг-потенціал за моделлю подвійної згортки

$$V_f(r) = \int \rho_p(r_p)\rho_T(r_T)v(|\vec{r} + \vec{r}_T - \vec{r}_p|)d^3r_p d^3r_T, \quad (5)$$

де $\rho_p(r_p)$, $\rho_T(r_T)$ - розподіли густин нуклонів в іоні P (^{11}B) та ядрі мішені T (^{14}C) відповідно; $v(|\vec{r} + \vec{r}_T - \vec{r}_p|) = v(s)$ - нуклон-нуклонний потенціал; \vec{r} - відстань між центрами ядер. У розрахунках потенціалу $V_f(r)$ використовувався потенціал нуклон-нуклонної взаємодії МЗУ Рейда (Reid)

$$v(s) = 7999 \frac{e^{-4s}}{4s} -$$

$$-2134 \frac{e^{-2,5s}}{2,5s} - 276 (1 - 0,005 \frac{E_p}{A_p}) \frac{\delta(s)}{s^2}, \quad (6)$$

де A_p і E_p - маса й енергія іона P у лабораторній системі. Розподіли нуклонів $\rho_T(r_T)$ і $\rho_p(r_p)$ обчислювались за розподілами зарядів (протонів) в ядрах [11]. Розрахунок фолдінг-потенціалу проводився за допомогою програми DFROT [12, 13].

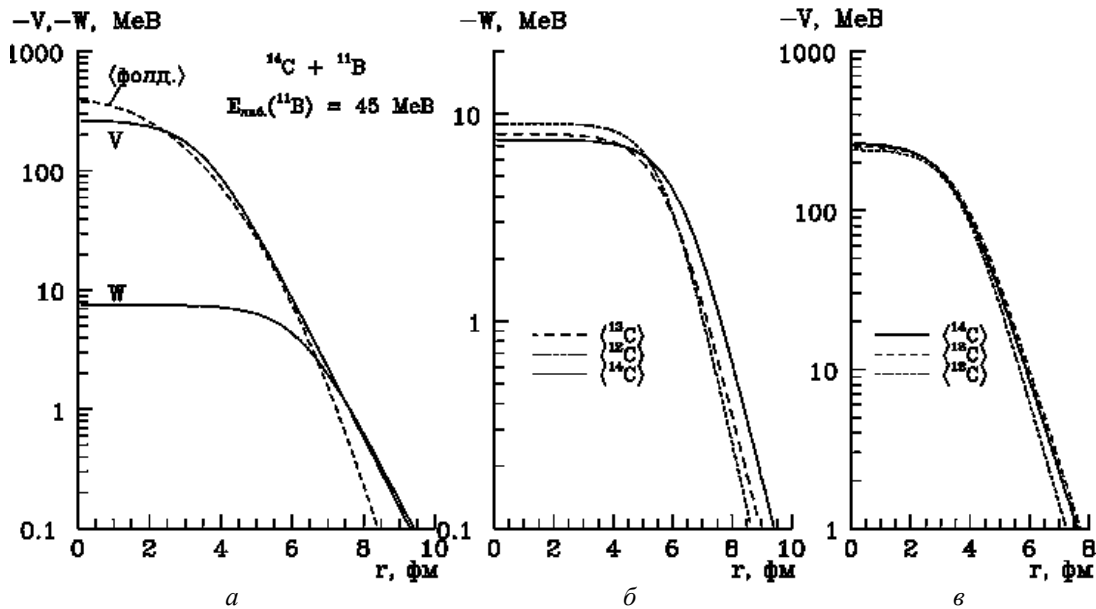


Рис. 10. Потенціали взаємодії ядер $^{13,14}\text{C} + ^{11}\text{B}$ при енергії $E_{\text{лаб.}}(^{11}\text{B}) = 45$ MeB та $^{12}\text{C} + ^{11}\text{B}$ при $E_{\text{лаб.}}(^{11}\text{B}) = 49$ MeB.

Отриманий з аналізу експериментальних даних потенціал взаємодії ядер $^{14}\text{C} + ^{11}\text{B}$ на рис. 10 порівнюється з фолдінг-потенціалом та $(^{12,13}\text{C} + ^{11}\text{B})$ -потенціалами, дослідженими в роботах [2, 3]. Видно, що дійсна частина отриманого на

базі експериментальних даних потенціалу (рис. 10, a) добре узгоджується з фолдінг-потенціалом у периферійній області, де переважно відбуваються ядерні процеси. Про відмінності потенціалів взаємодії ядер $^{12,13,14}\text{C} + ^{11}\text{B}$ можна

судити з рис. 10 (б та в). Хоча ці відмінності не дуже великі, але МЗКР-перерізи, обчислені з використанням параметрів цих потенціалів для пружного розсіяння ядер $^{14}\text{C} + ^{11}\text{B}$, помітно відрізняються, що видно на рис. 11. Цією високою чутливістю кутових розподілів розсіяння ядер до параметрів потенціалу ядро-ядерної взаємодії і виправдовуються дослідження різноманітних ізотопічних ефектів як у взаємодії ядер, так і в розсіянні їх. Ці ефекти тісно зв'язані зі структурою взаємодіючих ядер.

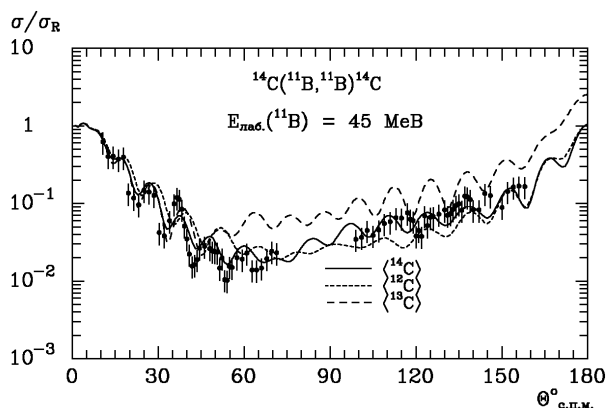


Рис. 11. Диференціальні перерізи пружного розсіяння ядер $^{14}\text{C} + ^{11}\text{B}$ при енергії $E_{\text{лаб.}}(^{11}\text{B}) = 45$ МеВ. Криві – МЗКР-розрахунки з наборами параметрів потенціалів взаємодії ядер $^{12}\text{C} + ^{11}\text{B}$, $^{13}\text{C} + ^{11}\text{B}$ і $^{14}\text{C} + ^{11}\text{B}$ (див. табл. 3).

Основні результати та висновки

Отримано нові експериментальні дані непружного розсіяння ядер $^{14}\text{C} + ^{11}\text{B}$ при енергії $E_{\text{лаб.}}(^{11}\text{B}) = 45$ МеВ для переходів ядра ^{11}B у збуджені стани $2,125 \div 8,56$ МеВ. Дані пружного й непружного розсіяння цих ядер проаналізовано за ОМ та МЗКР. Досліджено механізми даного розсіяння. Установлено, що при взаємодії ядер $^{14}\text{C} + ^{11}\text{B}$ домінує потенціальне розсіяння в усьому кутовому діапазоні, за винятком великих кутів, де важливим є також процес реорієнтації спіна ядра ^{11}B . Внески реакцій передачі у МЗКР-перерізи пружного й непружного розсіяння цих ядер незначні. У непружному розсіянні ядер $^{14}\text{C} + ^{11}\text{B}$ основну роль відіграють процеси колективних переходів ядра ^{11}B у збуджені стани.

На основі аналізу експериментальних даних пружного розсіяння ядер $^{14}\text{C} + ^{11}\text{B}$ визначено параметри потенціалу взаємодії цих ядер, дійсна частина якого добре узгоджується з відповідним фолдінг-потенціалом, обчисленим за моделлю подвійної згортки, у периферійній області. Проведено порівняння потенціалів взаємодії ядер $^{12,13,14}\text{C} + ^{11}\text{B}$. Виявлено відповідні ізотопічні відмінності, які можуть бути пояснені різною структурою цих ядер.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Mezhevych S. Yu., Rudchik A.T., Rusek K. et al. Excitation of ^{14}C by 45 MeV ^{11}B ions // Nucl. Phys. A. - 2005. - Vol. 753. - P. 13 - 28.
2. Rudchik A.T., Budzanowski A., Chernievsky V.K. et al. The $^{11}\text{B} + ^{12}\text{C}$ elastic and inelastic scattering at $E_{\text{лаб.}}(^{11}\text{B}) = 49$ MeV and energy dependence of the $^{11}\text{B} + ^{12}\text{C}$ interaction // Nucl. Phys. A. - 2001. - Vol. 695. - P. 51 - 68.
3. Mezhevych S. Yu., Rusek K., Rudchik A.T. et al. The $^{13}\text{C} + ^{11}\text{B}$ elastic and inelastic scattering and isotopic effects in the $^{12,13}\text{C} + ^{11}\text{B}$ scattering // Nucl. Phys. A. - 2003. - Vol. 724. - P. 29 - 46.
4. Чернієвський В.К., Русек К., Будзановські А. та ін. Експериментальна установка для дослідження ядерних реакцій на Варшавському циклотроні U-200P // 36. наук. праць Ін-ту ядерних досл. - 2002. - № 2 (8). - С. 216 - 224.
5. Kowalczyk M. SMAN: A Code for Nuclear Experiments, Warsaw University report (1998).
6. 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.
7. 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).
8. 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.
9. Nilsson B.S. SPI-GENOA: an Optical Model Search Code. - 1976 (Report / A Niels Bohr Institute).
10. Thompson I.J. Coupled reaction channels calculations in nuclear physics // Comp. Phys. Rep. - 1988. - Vol. 7. - P. 167 - 212.
11. 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.
12. Cook J. DFPO - a program for the calculation of double folded potentials // Comp. Phys. Com. - 1982. - Vol. 25, Is. 2. - P. 125 - 139.
13. Cook J. DFPO - a program for the calculation of double folded potentials // Ibid. - 1984. - Vol. 35. - P. 775.

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

**УПРУГОЕ И НЕУПРУГОЕ РАССЕЙНИЯ ИОНОВ ^{11}B ЯДРАМИ ^{14}C
ПРИ ЭНЕРГИИ 45 МэВ**

Получены новые экспериментальные данные дифференциальных сечений неупругого рассеяния $^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{11}\text{B})^{14}\text{C}$ при энергии $E_{\text{лаб.}}(^{11}\text{B}) = 45$ МэВ для переходов ядра ^{11}B в возбужденные состояния 2,12 - 8,56 МэВ. Экспериментальные данные проанализированы при помощи оптической модели и метода связанных каналов реакций. В схему связи каналов включались упругое и неупругое рассеяния ядер, процесс реориентации спина ядра ^{11}B , а также самые простые реакции передач нуклонов и кластеров. Определены параметры потенциала взаимодействия ядер $^{14}\text{C} + ^{11}\text{B}$ типа Вудса - Саксона и параметры деформации ядра ^{11}B . Полученный из подгонки оптический потенциал сравнивается с соответствующим фолдинг-потенциалом, рассчитанным по методу двойной свертки. Изучены изотопические отличия оптических потенциалов взаимодействия ядер $^{12,13,14}\text{C} + ^{11}\text{B}$, используя результаты предыдущих исследований упругого и неупругого рассеяний ядер $^{12,13}\text{C} + ^{11}\text{B}$ при близких энергиях. Определены вклады реакций одно- и двухступенчатых передач нуклонов и кластеров в каналы упругого и неупругого рассеяний ядер $^{14}\text{C} + ^{11}\text{B}$.

Ключевые слова: рассеяние тяжелых ионов, оптическая модель, метод связанных каналов реакций, спектроскопические амплитуды, оптические потенциалы, механизмы реакций.

S. Yu. Mezhevych, A. T. Rudchik, K. Rusek, E. I. Koshchiy, S. Kliczewski, V. M. Kir'yanchuk,
A. A. Rudchik, S. B. Sakuta, R. Siudak, B. Czech, J. Choinski, A. Szczurek

ELASTIC AND INELASTIC SCATTERING OF ^{11}B IONS BY ^{14}C AT 45 MeV

New experimental data for differential cross sections of $^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{11}\text{B})^{14}\text{C}$ inelastic scattering at the energy $E_{\text{lab.}}(^{11}\text{B}) = 45$ MeV for transitions of ^{11}B nucleus to the excited states of 2,12 - 8,56 MeV were obtained. Experimental data were analyzed within optical model and coupled-reaction channels method. Elastic and inelastic scattering of nuclei, reorientation of spin of ^{11}B and simplest transfers of nucleons and clusters were included in the coupling scheme. Woods - Saxon optical model parameters of $^{14}\text{C} + ^{11}\text{B}$ interaction and deformation parameters of ^{11}B nucleus were deduced. Optical potential, deduced from the fit of experimental data, is compared to the respective folding-potential, calculated by the method of double-folding. Isotopic differences of optical model potentials for $^{12,13,14}\text{C} + ^{11}\text{B}$ interaction, using the results of recent publications of $^{12,13}\text{C} + ^{11}\text{B}$ elastic and inelastic scattering at similar energies, were investigated. Contributions of one- and two-step transfers of nucleons and clusters into the elastic and inelastic channels of $^{14}\text{C} + ^{11}\text{B}$ scattering were defined.

Keywords: heavy-ion scattering, optical model, coupled-reaction-channels method, spectroscopic amplitudes, optical potentials, reaction mechanisms.

Надійшла 27.04.2012

Received 27.04.2012