

МЕХАНІЗМИ РЕАКЦІЇ $^{12}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{15}\text{N})^8\text{Be}$

А. А. Рудчик¹, **В. К. Чернієвський¹**, А. Т. Рудчик¹, А. Будзановські³, Л. Гловацка⁵,
Л. Земло⁶, С. Клічевські³, Є. І. Коший², О. А. Понкратенко¹, О. А. Момотюк¹,
 Г. В. Мохнач¹, Вал. М. Пірнак¹, К. Русек⁴, І. Сквірчинська³, Р. Сюдак³,
 Б. Чех³, А. Щурек³

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

² Харківський національний університет, Харків

³ Інститут ядерної фізики ім. Г. Неводнічанського, Краків, Польща

⁴ Інститут ядерних досліджень ім. А. Солтана, Варшава, Польща

⁵ Військово-технічний університет, Варшава, Польща

⁶ Лабораторія важких іонів Варшавського університету, Варшава, Польща

Виміряно диференціальні перерізи реакції $^{12}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{15}\text{N})^8\text{Be}$ при енергії $E_{\text{лаб.}}(^{11}\text{B}) = 49$ МеВ для переходів в основні стани ядер ^8Be і ^{15}N та на рівні 2,94 МеВ (2^+) ядра ^8Be і 5,270 МеВ ($5/2^+$) + 5,299 МеВ ($1/2^+$); 6,324 МеВ ($3/2^-$); 7,155 МеВ ($5/2^+$) + 7,301 МеВ ($3/2^+$) і 7,567 МеВ ($7/2^+$) ядра ^{15}N . Експериментальні дані проаналізовано за методом зв'язаних каналів реакцій (МЗКР) з використанням одно- та двоступінчастих передач кластерів. Цим же методом проаналізовано також відомі з літератури експериментальні дані реакції $^{12}\text{C}(^{11}\text{B}, ^8\text{Be})^{15}\text{N}$ при енергіях $E_{\text{с.ц.м.}} = 9,4 - 17,8$ МеВ. Встановлено, що в реакції $^{12}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{15}\text{N})^8\text{Be}$ домінують передачі α -кластера на кутах $\theta_{\text{с.ц.м.}} < 90^\circ$ і t-кластера на кутах $\theta_{\text{с.ц.м.}} > 90^\circ$. Отримано значення параметрів оптичного потенціалу взаємодії ядер $^{15}\text{N} + ^8\text{Be}$ та їх енергетичну залежність.

Вступ

Протягом тривалого часу увага багатьох дослідницьких груп провідних ядерних центрів привернена до вивчення структури та взаємодії протонно- і нейтронodefіцитних ядер, багато з яких є нестабільними або короткоживучими. Часто такі ядра називають екзотичними. Цей сталий інтерес до екзотичних ядер обумовлений прагненням виявити особливі риси структури та взаємодії цих ядер, що не проявляються або слабо виражені в стабільних ядрах. Крім того, більшість вихідних каналів ядерних реакцій містить екзотичні ядра. Без врахування цих каналів зменшується достовірність результатів аналізу експериментальних даних, зважаючи на існування сильних міжканальних зв'язків в ядерних процесах.

Безпосередні дослідження властивостей екзотичних ядер з часом життя більше секунди, проводяться в експериментах з використанням пучків вторинних іонів. Для ядер з часом життя менше секунди практично неможливо отримати вторинні пучки. Тому для дослідження таких ядер застосовуються реакції передач з виходом екзотичних ядер. Ця можливість використовується в даній роботі.

У цій праці автори експериментально дослідили реакцію $^{12}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{15}\text{N})^8\text{Be}$ при енергії $E_{\text{лаб.}}(^{11}\text{B}) = 49$ МеВ ($E_{\text{с.ц.м.}} = 25,57$ МеВ) для встановлення домінуючих прямих механізмів одно- і двоступінчастих передач кластерів та оптичного потенціалу взаємодії ядер $^{15}\text{N} + ^8\text{Be}$ у вихідному каналі. До даного експерименту були відомі лише єдині експериментальні дані диференціальних перерізів $d\sigma(\theta, E)/d\Omega$ реакції $^{12}\text{C}(^{11}\text{B}, ^8\text{Be})^{15}\text{N}$ при енергіях $E \equiv E_{\text{с.ц.м.}} = 9,4 - 17,8$ МеВ для $\theta \equiv \theta_{\text{с.ц.м.}} = 12,2^\circ; 20^\circ; 36,2^\circ; 44,2^\circ$ і 52° [1]. Ці дані разом з отриманими в цій роботі експериментальними даними проаналізовано за методом зв'язаних каналів реакцій (МЗКР) з використанням оптичного потенціалу Вудса - Саксона для вхідного каналу, встановленого на основі аналізу експериментальних даних пружного й непружного розсіяння ядер $^{12}\text{C} + ^{11}\text{B}$ [2]. Варіацією параметрів оптичного потенціалу вихідного каналу $^{15}\text{N} + ^8\text{Be}$ досягався задовільний опис експериментальних даних для всіх енергій. У результаті отримано набори параметрів оптичного потенціалу взаємодії ядер $^{15}\text{N} + ^8\text{Be}$ при різних енергіях, для яких було встановлено аналітичну енергетичну залежність у вигляді набору простих параметризованих функцій.

Методика експерименту та експериментальні дані

Диференціальні перерізи реакції $^{12}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{15}\text{N})^8\text{Be}$ отримано з експериментальних даних вимірювань кутових розподілів продуктів реакції $^{12}\text{C}(^{11}\text{B}, \text{X})$ [2]. Експеримент проводився на циклотроні U-240P Лабораторії важких іонів Варшавського університету при енергії $E_{\text{лаб.}}(^{11}\text{B}) = 49 \text{ MeV}$ ($E_{\text{с.ц.м.}} = 25,57 \text{ MeV}$) за допомогою експериментальної установки, описаної в праці [3].

Розкид енергії пучка іонів ^{11}B не перевищував 0,5%. Мішенню служила плівка вуглецю природного ізотопного складу ($^{12}\text{C} - 98,9\%$) товщиною $\sim 0,200 \text{ мг/см}^2$.

Ідентифікація продуктів реакцій проводилась за допомогою ΔE - E -методики з використанням кремнієвих E -детекторів товщиною $\sim 500 \text{ мкм}$ та іонізаційної камери як ΔE -детектора [2, 3]. Робочим газом в іонізаційній камері служив регульований потік аргону з тиском $\sim 200 \text{ мм рт. ст.}$, що відповідало товщині $\sim 15 \text{ мкм}$ кремнієвого детектора.

В експерименті застосовувалась електроніка стандарту САМАС. За допомогою програми SMAN [4] спектрометрична інформація накопичувалась у персональному комп'ютері у вигляді двовимірних $E \times \Delta E$ -спектрів. Одночасно реєструвались усі продукти реакцій $^{12}\text{C}(^{11}\text{B}, \text{X})$. Приклад типового двовимірного $E \times \Delta E$ -спектра продуктів цих реакцій показано на рис. 1. Видно, що експериментальна методика забезпечувала надійну ідентифікацію продуктів реакцій за зарядами від літію до фтору.

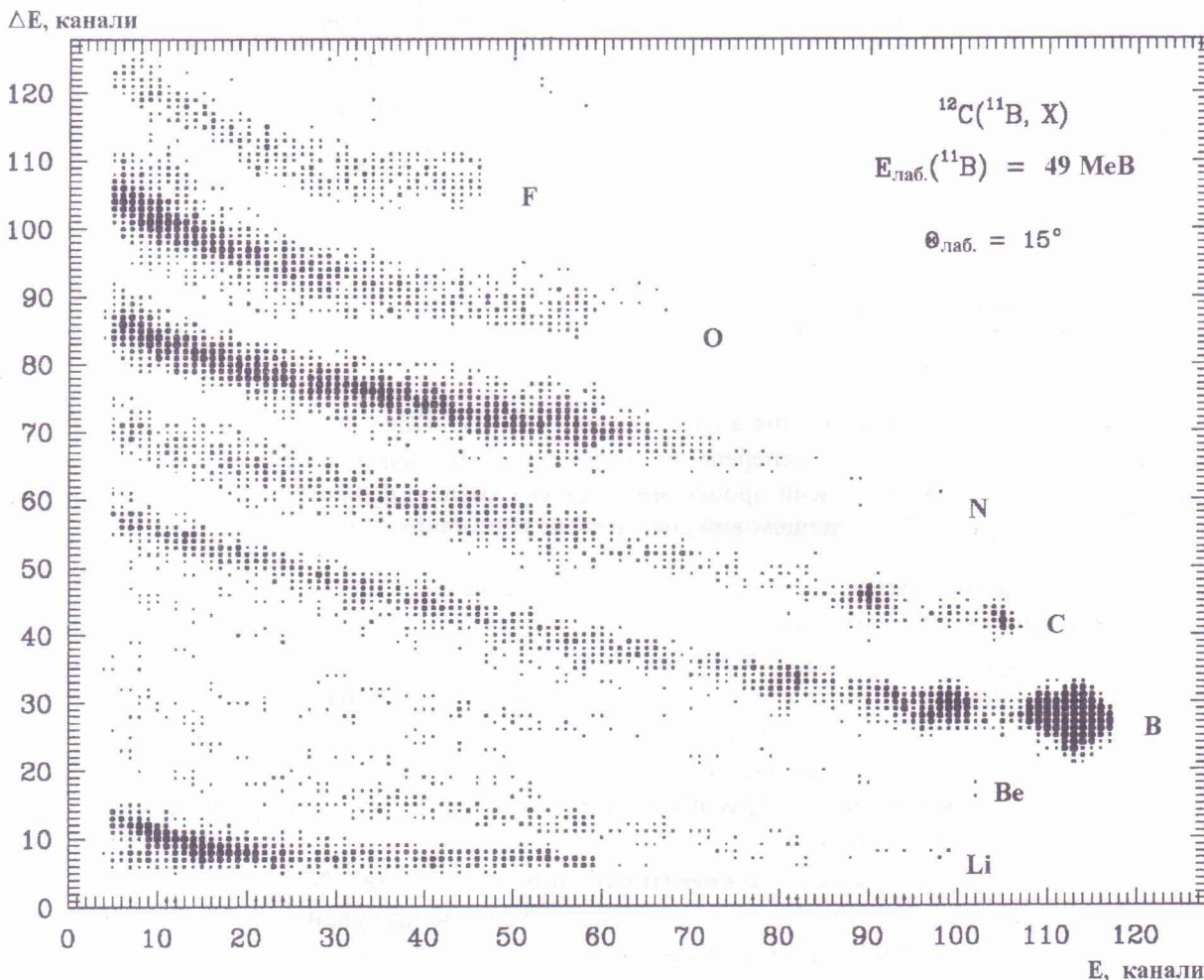


Рис. 1. $E \times \Delta E$ -спектр продуктів реакцій $^{12}\text{C}(^{11}\text{B}, \text{X})$ при енергії $E_{\text{лаб.}}(^{11}\text{B}) = 49 \text{ MeV}$ для кута $\theta_{\text{лаб.}} = 15^\circ$.

З азотних смуг (локусів) двовимірних $E \times \Delta E$ -спектрів методом проектування їх на енергетичну вісь E отримувались одновимірні E -спектри в шкалі відносних одиниць (каналів), що були основою отримання диференціальних перерізів реакції $^{12}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{15}\text{N})^8\text{Be}$.

При цьому в E -спектрах шкала відносних одиниць замінювалась шкалою кінетичних енергій продуктів реакцій, отриманих із кінематичних розрахунків даної реакції. Типовий приклад E -спектра для ізоотопів азоту в шкалі їх кінетичних енергій наведено на рис. 2. Кривими на цьому рисунку показано наближення їх функцією фону $f(E)$ та сумою функцій Гаусса

$$N(E) = f(E) + \sum_{i=1}^n N_{0i} \exp \left[-0,5 \frac{(E - E_{0i})^2}{h_i^2} \right], \quad (1)$$

де N_{0i} , E_{0i} та h_i - висота, положення та півширина на половині висоти i -го піка. Наближення E -спектрів параметризованими функціями (1) проводилось за методом найменших квадратів (МНК) з допомогою програми РЕАКФІТ. При цьому спочатку проводилась підгонка фонові

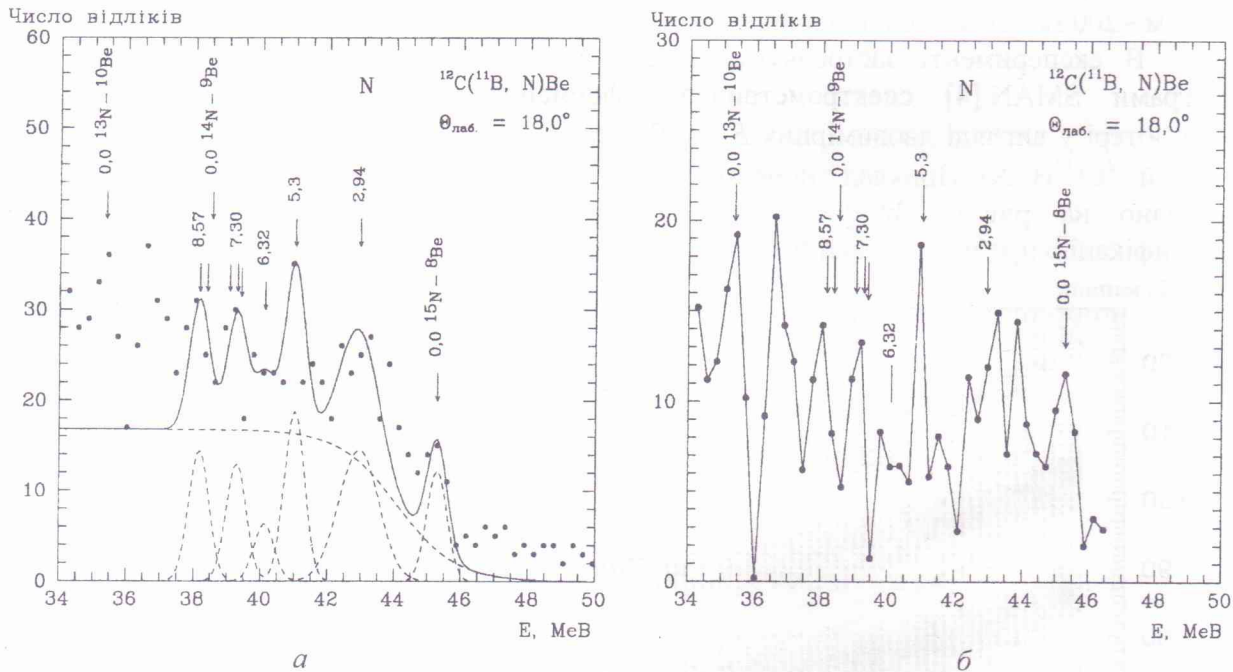


Рис. 2. Енергетичні спектри ізоотопів азоту з реакцій $^{12}\text{C}(^{11}\text{B}, \text{N})\text{Be}$ при енергії $E_{\text{лаб.}}(^{11}\text{B}) = 49$ MeV для кута $\theta_{\text{лаб.}} = 18^\circ$: a – спектр із неперервним розподілом кінетичної енергії ізоотопів азоту (фоном), спричиненим багаточастинковими процесами; суцільна крива – функція $N(E)$ (1), пунктирні криві – компоненти цієї функції; b – залишковий спектр після віднімання фону.

функції $f(E)$ до мінімумів E -спектра в широкому діапазоні енергій. Потім при фіксованих параметрах функції $f(E)$ підганялись висоти N_{0i} гаусіанів. При цьому для положень піків E_{0i} використовувались відповідні значення кінетичних енергій, отримані з кінематичних розрахунків. Значення півширин h_i для всіх піків були однаковими й дорівнювали півширині піка найбільш заселеного стану ядра ^{15}N . При такому способі підгонки симетричних функцій Гаусса до E -спектрів досягався високий ступінь однозначності розкладу частково перекритих піків на складові компоненти. Похибка обчислення площ частково перекритих піків при цьому не перевищувала 30 %.

Як видно з рис. 2, кінетичні енергії ізоотопів азоту ^{14}N та ^{13}N з реакцій $^{12}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{14}\text{N})^9\text{Be}$ і $^{12}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{13}\text{N})^{10}\text{Be}$ менші від кінетичної енергії ^{15}N з досліджуваної реакції $^{12}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{15}\text{N})^8\text{Be}$ приблизно на 8 - 10 MeV. Тому, незважаючи на нероздільність локусу азоту на ізоотопні складові, при аналізі сумарних E -спектрів азоту була реальна можливість отримання диференціальних перерізів реакції $^{12}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{15}\text{N})^8\text{Be}$ для переходів в основні стани ядер ^{15}N і ^8Be та на збуджені рівні ядра ^{15}N аж до 7,3 MeV.

Деякі збуджені стани в E -спектрах не розділялись. Для них було отримано сумарні диференціальні перерізи реакції $^{12}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{15}\text{N})^8\text{Be}$. До таких належать переходи на збуджені рівні ядра ^{15}N 5,27 MeV ($5/2^+$) + 5,299 MeV ($1/2^+$) та 7,155 MeV ($5/2^+$) + 7,301 MeV ($3/2^+$).

Диференціальні перерізи реакції $^{12}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{15}\text{N})^8\text{Be}$ при енергії $E_{\text{лаб.}}(^{11}\text{B}) = 49 \text{ MeV}$ ($E_{\text{с.ц.м.}} = 25,57 \text{ MeV}$) отримано лише для кутів $\theta_{\text{с.ц.м.}} < 90^\circ$, оскільки в експерименті не реєструвались ядра ^8Be . Реакція $^{12}\text{C}(^{11}\text{B}, ^8\text{Be})^{15}\text{N}$ досліджувалась у кореляційному експерименті із α - α -збігами в роботі [1] при енергіях $E \equiv E_{\text{с.ц.м.}} = 9,4 - 17,8 \text{ MeV}$.

Оскільки диференціальні перерізи реакції $^{12}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{15}\text{N})^8\text{Be}$ та пружного розсіяння ядер $^{12}\text{C} + ^{11}\text{B}$ отримано з одних і тих же $E \times \Delta E$ -спектрів, то для нормування перерізів цієї реакції використовувався множник абсолютизації перерізів пружного розсіяння. Тому похибка абсолютизації диференціальних перерізів реакції $^{12}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{15}\text{N})^8\text{Be}$ незначно перевищує похибку нормування кутових розподілів пружного розсіяння $^{12}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{11}\text{B})^{12}\text{C}$ [2].

Диференціальні перерізи реакції $^{12}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{15}\text{N})^8\text{Be}$ для переходів в основні та збуджені стани ядер ^8Be та ^{15}N показано на рис. 3 – 5.

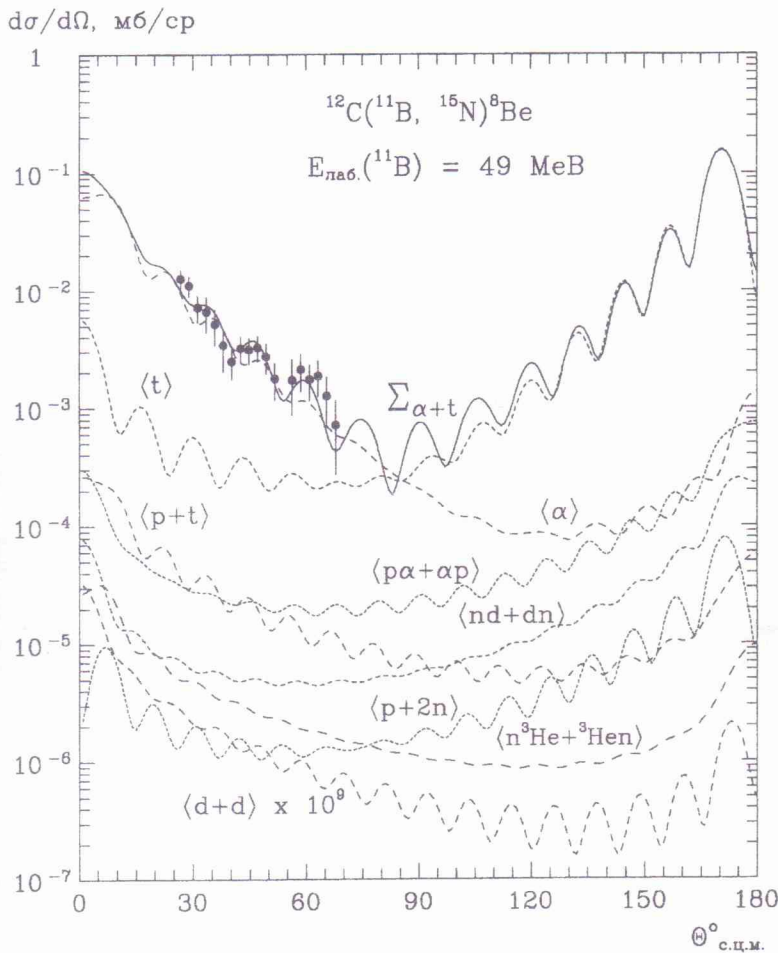


Рис. 3. Диференціальні перерізи реакції $^{12}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{15}\text{N})^8\text{Be}$ для переходів в основні стани ядер ^{15}N і ^8Be . Штрихові криві – МЗКР-перерізи для передачі α -частинки (крива $\langle \alpha \rangle$), тритона (крива $\langle t \rangle$), послідовних передач протона й тритона (крива $\langle p + t \rangle$), протона й α -кластера (крива $\langle p\alpha + \alpha p \rangle$), нейтрона й дейтрона (крива $\langle nd + dn \rangle$), протона й динейтрона (крива $\langle p + 2n \rangle$), нейтрона й ^3He -кластера (крива $\langle n^3\text{He} + ^3\text{He}n \rangle$) та послідовної передачі двох дейтронів (крива $\langle d + d \rangle$). Суцільна крива – когерентна сума перерізів передач α -кластера й тритона.

Аналіз експериментальних даних

Диференціальні перерізи реакції $^{12}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{15}\text{N})^8\text{Be}$ для переходів в основні та збуджені стани ядер ^{15}N і ^8Be аналізувались за МЗКР. Для обчислення перерізів використовувалась програма FRESKO [5]. При цьому в схему зв'язку включались пружне й непружне розсіяння, реорієнтація ядер та найбільш імовірні передачі кластерів, діаграми яких наведено на рис. 6.

У МЗКР-розрахунках для вхідного та вихідного каналів реакції $^{12}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{15}\text{N})^8\text{Be}$ використовувався оптичний потенціал Вудса - Саксона у формі

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

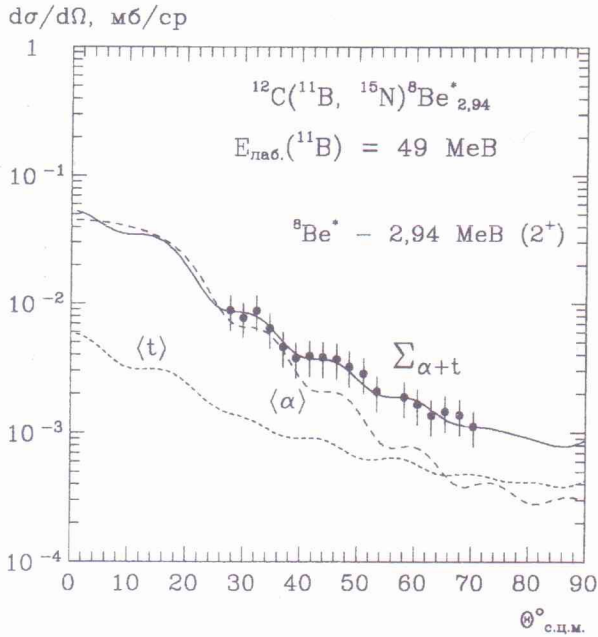


Рис. 4. Диференціальні перерізи реакції $^{12}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{15}\text{N})^8\text{Be}^*_{2,94}$ для переходу на рівень 2,94 МеВ (2^+) ядра ^8Be . Штрихові криві – МЗКР-перерізи для передач α -частинки (крива $\langle \alpha \rangle$) та тритона (крива $\langle t \rangle$). Суцільна крива $\Sigma_{\alpha+t}$ – когерентна сума перерізів цих передач.

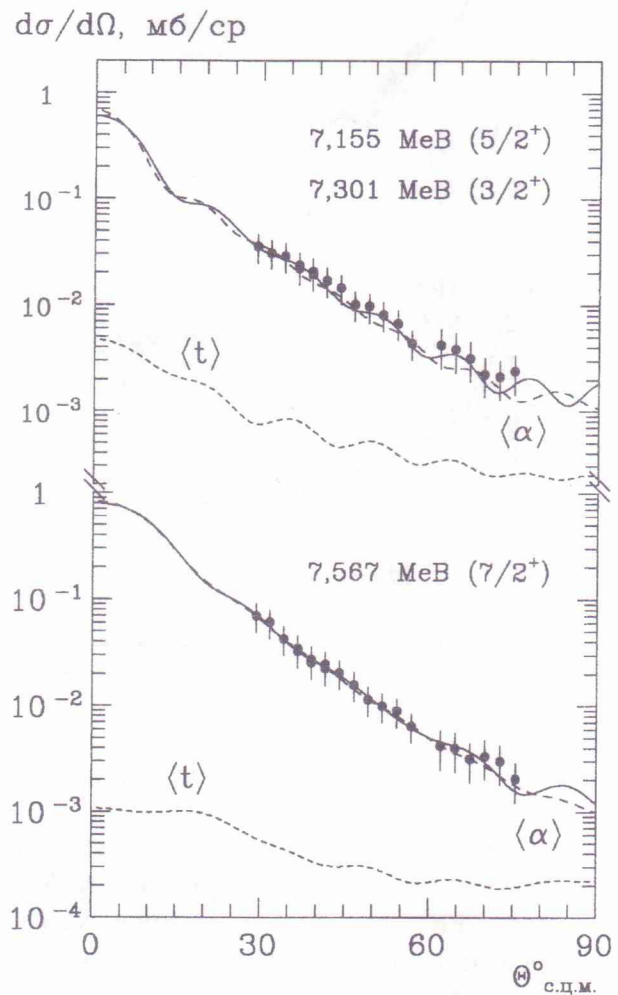
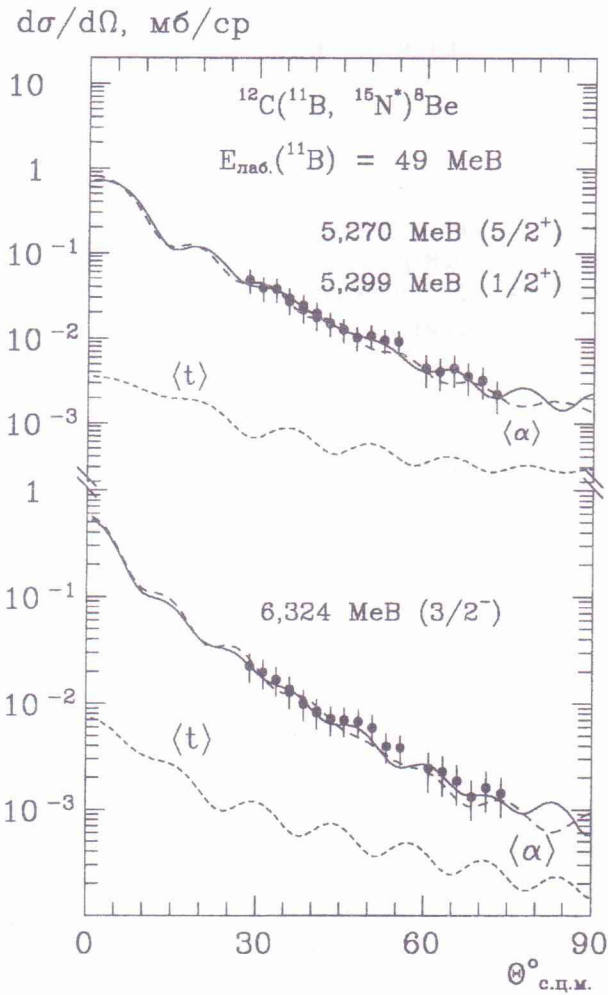


Рис. 5. Диференціальні перерізи реакції $^{12}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{15}\text{N}^*)^8\text{Be}$ для збуджень 5,27 МеВ ($5/2^+$) + 5,299 МеВ ($1/2^+$); 6,324 МеВ ($3/2^-$); 7,155 МеВ ($5/2^+$) + 7,301 МеВ ($3/2^+$) та 7,567 МеВ ($7/2^+$) ядра ^{15}N . Штрихові криві – МЗКР-перерізи для передач α -частинки (криві $\langle \alpha \rangle$) та тритона (криві $\langle t \rangle$). Суцільні криві – когерентні суми перерізів цих передач.

та кулонівський потенціал рівномірно зарядженої кулі

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

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

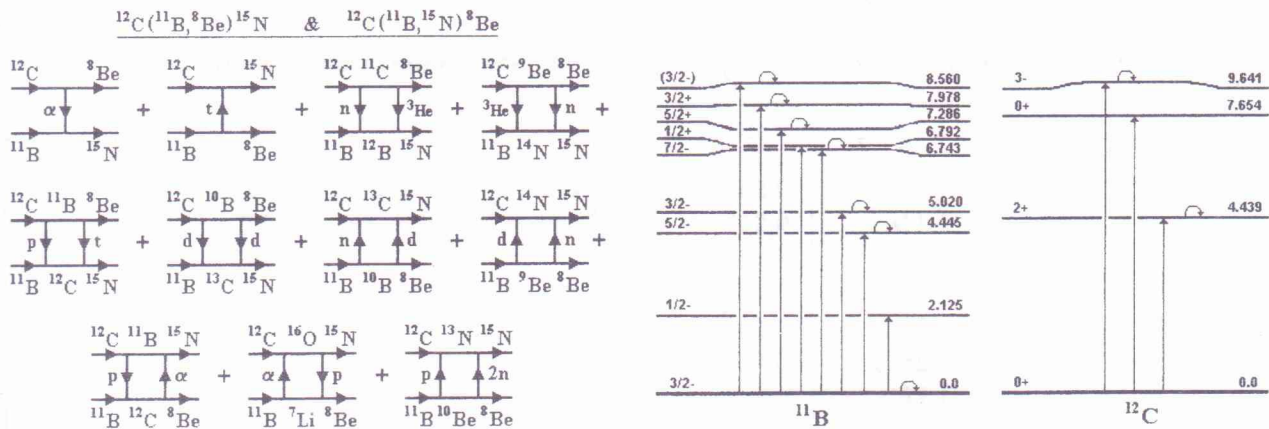


Рис. 6. Діаграми одно- та двоступінчастих передач нуклонів і кластерів у реакціях $^{12}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{15}\text{N})^8\text{Be}$ та $^{12}\text{C}(^{11}\text{B}, ^8\text{Be})^{15}\text{N}$, а також переходів на збуджені рівні ядер ^{11}B і ^{12}C .

У теоретичних розрахунках для вхідного каналу реакції $^{12}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{15}\text{N})^8\text{Be}$ використовувався оптичний потенціал (2) із значеннями параметрів, встановленими в роботі [2] на основі аналізу пружного й непружного розсіяння $^{12}\text{C} + ^{11}\text{B}$.

Параметри оптичного потенціалу (2) для вихідного каналу $^{15}\text{N} + ^8\text{Be}$ шукались шляхом підгонки МЗКР-перерізів до експериментальних даних реакції $^{12}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{15}\text{N})^8\text{Be}$. Знайдені таким чином значення параметрів оптичного потенціалу взаємодії ядер $^{15}\text{N} + ^8\text{Be}$ для різних кінетичних енергій наведено в табл. 1.

Таблиця 1. Параметри оптичних потенціалів ($r_c = 1,25$ фм)

Система	$E_{\text{с.ц.м.}}$ MeV	V_0 MeV	r_v фм	a_v фм	W_S MeV	r_w фм	a_w фм
$^{11}\text{B} + ^{12}\text{C}$	10,00	114,0	0,808	0,669	4,0	1,289	0,669
	12,00	147,0	0,795	0,670	4,5	1,262	0,670
	13,50	175,7	0,791	0,670	5,0	1,255	0,670
	15,00	202,6	0,789	0,670	5,5	1,253	0,670
	16,00	217,5	0,789	0,670	5,9	1,252	0,670
	17,00	229,3	0,788	0,670	6,2	1,251	0,670
	25,57	241,6	0,788	0,670	9,0	1,250	0,670
	$^8\text{Be} + ^{15}\text{N}$	13,63	68,0	0,799	0,400	1,0	1,255
15,63		102,0	0,796	0,400	1,4	1,255	0,400
17,13		128,9	0,796	0,400	1,9	1,250	0,400
20,63		231,0	0,796	0,400	3,8	1,250	0,400
$^8\text{Be} + ^{15}\text{N}^*_{7,57}$	21,63	238,0	0,796	0,400	4,0	1,250	0,400
$^8\text{Be} + ^{15}\text{N}^*_{7,2}$	22,04	241,5	0,796	0,400	4,1	1,250	0,400
$^8\text{Be} + ^{15}\text{N}^*_{6,32}$	22,88	246,8	0,796	0,400	4,2	1,250	0,400
$^8\text{Be} + ^{15}\text{N}^*_{5,3}$	23,90	247,2	0,796	0,400	4,3	1,250	0,400
$^8\text{Be}^*_{2,94} + ^{15}\text{N}$	26,26	252,0	0,796	0,400	4,3	1,250	0,400
$^8\text{Be} + ^{15}\text{N}$	29,20	252,6	0,796	0,400	4,3	1,250	0,400

У схему зв'язку каналів, крім реакцій передач, включались також переходи у збуджені стани ядер ^{12}C і ^{11}B (див. рис. 6), що вважались ротаційними. При цьому використовувались параметрами деформації ядер, визначені в роботі [2].

Необхідні для МЗКР-розрахунків спектроскопічні амплітуди S_x нуклонів та кластерів x , що передаються в досліджуваній реакції, було обчислено за допомогою програми DESNA [6, 7] у рамках трансляційно-інваріантної моделі оболонки (TIMO) за методом [8] з використанням таблиць хвильових функцій 1р-оболонки [9]. Ці спектроскопічні амплітуди S_x кластерів x , зв'язаних у системах $A = C + x$, наведено в табл. 2, де nL_j - квантові числа хвильової функції руху частинки x відносно кору C .

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

A	C	x	nL_j	S_x
^8Be	^7Li	p	$1P_{3/2}$	$1,234^a$
^9Be	^8Be	n	$1P_{3/2}$	0,866
^{10}B	^8Be	d	$1D_3$	0,811
^{11}B	^7Li	α	$3S_0$	-0,638
			$2D_2$	-0,422
^{11}B	^8Be	t	$1P_{3/2}$	0,641
			$^8\text{Be}^*_{2,94}$	t
^{11}B	^8Be	α	$2P_{3/2}$	0,424
			$1F_{5/2}$	0,148 ^a
			$1F_{7/2}$	-0,363
			$2S_1$	-0,607 ^a
			$1D_1$	-0,109 ^a
^{11}B	^9Be	d	$1D_3$	0,610 ^a
			$1P_{3/2}$	0,699
			$1P_{3/2}$	-1,347 ^a
^{12}B	^{11}B	n	$1P_{1/2}$	-0,734 ^a
^{11}C	^8Be	^3He	$1P_{3/2}$	0,821
			$2P_{3/2}$	0,641
^{12}C	^8Be	α	$3S_0$	0,822
^{12}C	$^8\text{Be}^*_{2,94}$	α	$2D_2$	-0,919
			$2P_{3/2}$	$1,224^a$
^{12}C	^9Be	^3He	$2P_{3/2}$	1,224 ^a
^{12}C	^{10}B	d	$1D_3$	1,780
^{12}C	^{11}B	p	$1P_{3/2}$	-1,706 ^a
^{12}C	^{11}C	n	$1P_{3/2}$	1,706 ^a
^{13}C	^{11}B	d	$2S_1$	-0,263
			$1D_1$	-0,162
			$1D_2$	-0,485 ^a

A	C	x	nL_j	S_x
^{13}C	^{12}C	n	$1P_{1/2}$	0,601
^{13}N	^{12}C	p	$1P_{1/2}$	0,601
^{14}N	^{11}B	^3He	$2P_{1/2}$	-0,107 ^a
			$2P_{3/2}$	-0,096
			$1F_{5/2}$	-0,292 ^a
^{14}N	^{12}C	d	$1D_1$	0,246
^{15}N	^{11}B	α	$2D_2$	0,435 ^a
			$3P_1$	-0,471
$^{15}\text{N}_{5,27}$	^{11}B	α	$3P_1$	-0,471
			$3S_0$	-0,465
$^{15}\text{N}_{6,32}$	^{11}B	α	$2D_2$	-0,308
			$3P_1$	-0,471
$^{15}\text{N}_{7,15}$	^{11}B	α	$2F_3$	0,290 ^a
			$1P_{1/2}$	0,254 ^a
$^{15}\text{N}_{7,56}$	^{12}B	^3He	$1P_{3/2}$	-0,090
			$2S_1$	0,248 ^a
^{15}N	^{13}C	d	$1D_1$	0,444 ^a
			$2P_{1/2}$	0,380
^{15}N	^{12}C	t	$1D_{5/2}$	-0,540
			$2P_{3/2}$	0,380
$^{15}\text{N}^*_{5,27}$	^{12}C	t	$1D_{5/2}$	-0,540
			$1G_{7/2}$	0,258
$^{15}\text{N}^*_{6,32}$	^{12}C	t	$2S_0$	-0,608
			$1P_{1/2}$	-1,091 ^a
$^{15}\text{N}^*_{7,15}$	^{12}C	t	$1P_{3/2}$	0,386
			$3S_0$	0,544
$^{15}\text{N}^*_{7,56}$	^{13}N	2n	$1P_{1/2}$	-1,461 ^a
			$1P_{1/2}$	-1,461 ^a
^{16}O	^{12}C	α	$3S_0$	0,544
^{16}O	^{15}N	p	$1P_{1/2}$	-1,461 ^a

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

Спочатку проводилось обчислення диференціальних перерізів реакції $^{12}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{15}\text{N})^8\text{Be}$ для кожної з можливих передач, що відповідають діаграмам (див. рис. 6). Кутові розподіли МЗКР-перерізів цих одно- та двоступінчастих передач для переходу в основні стани ядер ^{15}N і ^8Be показано на рис. 3 штриховими кривими. Видно, що послідовні передачі протона та тритона (крива <p + t>), протона й динейтрона (крива <p + 2n>), дейтрона + дейтрона (крива <d + d>), протона й α -кластера + α -кластера й протона (крива <p α + α p> - когерентна сума), нейтрона й дейтрона + дейтрона й нейтрона (крива <nd + dn>), а також нейтрона й ^3He -кластера + ^3He -кластера й нейтрона (крива <n ^3He + ^3He n>) не відіграють помітної ролі в даній реакції. На кутах $\theta_{\text{с.ц.м.}} < 90^\circ$ домінує передача α -кластера (крива < α >), а на кутах $\theta_{\text{с.ц.м.}} > 90^\circ$ - передача t-кластера (крива <t>). Когерентна сума цих передач (крива $\Sigma_{\alpha+t}$) задовільно описує експериментальні дані реакції $^{12}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{15}\text{N})^8\text{Be}$ при енергії $E_{\text{лаб.}}(^{11}\text{B}) = 49 \text{ MeV}$ для переходу в основні стани ядер ^{15}N і ^8Be при використанні оптичного потенціалу для

вихідного каналу $^{15}\text{N} + ^8\text{Be}$ (див. табл. 1). Така ж ситуація спостерігається й для переходів у збуджені стани цих ядер.

Отже, оскільки механізм реакції $^{12}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{15}\text{N})^8\text{Be}$ виявився нескладним одноступінчастим, то цю реакцію можна ефективно використовувати для визначення оптичного потенціалу взаємодії ядер $^{15}\text{N} + ^8\text{Be}$ при відомому оптичному потенціалі вхідного каналу.

Як видно з табл. 1, параметри оптичного потенціалу взаємодії ядер $^{15}\text{N} + ^8\text{Be}$ суттєво відрізняються від потенціалу вхідного каналу $^{12}\text{C} + ^{11}\text{B}$ лише глибиною уявної частини W_S та параметрами дифузностей a_v і a_w . Дифузності оптичного потенціалу взаємодії ядер $^{15}\text{N} + ^8\text{Be}$ значно менші відповідних значень для взаємодії ядер $^{12}\text{C} + ^{11}\text{B}$. Це, можливо, обумовлено тим, що ядро ^{15}N містить магічне число нейтронів 8.

Диференціальні перерізи реакції $^{12}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{15}\text{N})^8\text{Be}$ для переходів у збуджені стани ядер ^8Be і ^{15}N показано на рис. 4 і 5. Штриховими кривими $\langle\alpha\rangle$ та $\langle t\rangle$ представлено кутові розподіли перерізів передач α - та t -кластерів відповідно, а суцільними кривими – їх когерентну суму. З рис. 4 видно, що для збудження 2,94 MeV (2^+) ядра ^8Be передача t -кластера важлива навіть для кутів фронтальної напівсфери, тоді як для збуджень ядра ^{15}N (див. рис. 5) на кутах $\theta_{\text{с.п.м.}} < 90^\circ$ домінує лише передача α -кластера.

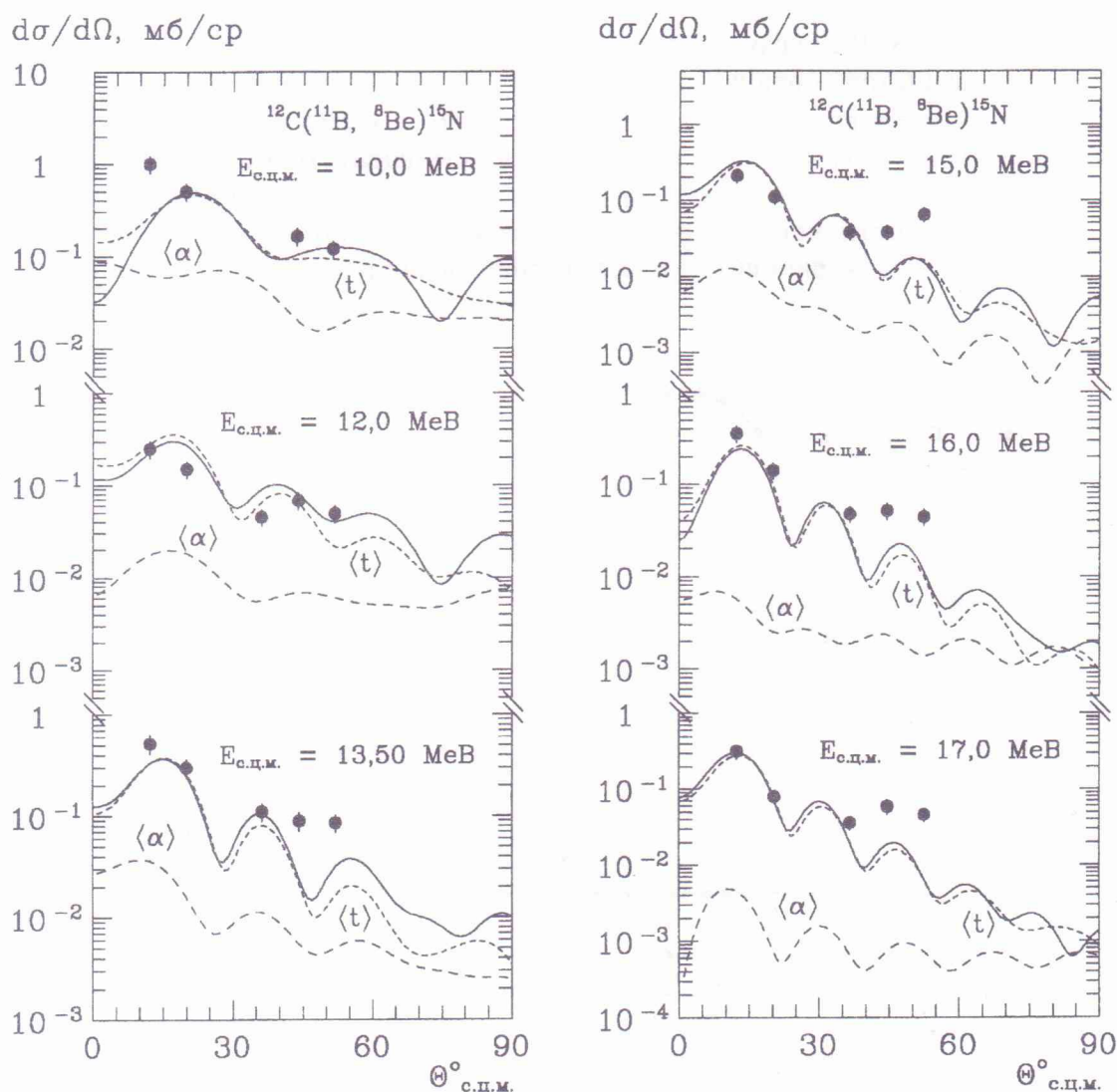


Рис. 7. Диференціальні перерізи реакції $^{12}\text{C}(^{11}\text{B}, ^8\text{Be})^{15}\text{N}$ при енергіях $E_{\text{с.п.м.}} = 10 - 17$ MeV для переходу в основні стани ядер $^8\text{Be} + ^{15}\text{N}$ [1]. Штрихові криві – МЗКР-перерізи для передач t -кластера (крива $\langle t \rangle$) і α -кластера (крива $\langle \alpha \rangle$). Суцільні криві – когерентні суми перерізів цих передач.

Крім своїх експериментальних даних, було проаналізовано за МЗКР також диференціальні перерізи реакції $^{12}\text{C}(^{11}\text{B}, ^8\text{Be})^{15}\text{N}$ при енергіях $E_{\text{с.ц.м.}} = 9,4 - 17,8$ MeV для переходу в основні стани ядер ^8Be і ^{15}N [1]. Кутові розподіли цих перерізів було отримано з їх енергетичної залежності, виміряної авторами роботи [1, рис. 2] для декількох кутів. Ці кутові розподіли показано на рис. 7.

Як і в попередніх випадках, у МЗКР-аналізі для вхідного каналу $^{12}\text{C} + ^{11}\text{B}$ реакції $^{12}\text{C}(^{11}\text{B}, ^8\text{Be})^{15}\text{N}$ використовувався оптичний потенціал Вудса - Саксона (2) з параметрами, визначеними в роботі [2]. Параметри оптичного потенціалу вихідного каналу $^8\text{Be} + ^{15}\text{N}$ підганялись для досягнення задовільного опису експериментальних даних цієї реакції. Знайдені значення цих параметрів див. у табл. 1.

У результаті МЗКР-аналізу експериментальних даних реакції $^{12}\text{C}(^{11}\text{B}, ^8\text{Be})^{15}\text{N}$ при енергіях $E_{\text{с.ц.м.}} = 10 - 17$ MeV виявилось, що основну роль у цій реакції відіграють, як і в попередніх випадках, передачі t - і α -кластерів. Їх вклади показано (див. рис. 7) штриховими кривими $\langle\alpha\rangle$ та $\langle t\rangle$. Видно, що домінуючу роль у цій реакції для $\theta_{\text{с.ц.м.}} < 90^\circ$ відіграє передача t -кластера.

Енергетична залежність оптичного потенціалу взаємодії ядер $^8\text{Be} + ^{15}\text{N}$

Отримані з МЗКР-аналізу експериментальних даних реакцій $^{12}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{15}\text{N})^8\text{Be}$ і $^{12}\text{C}(^{11}\text{B}, ^8\text{Be})^{15}\text{N}$ параметри оптичного потенціалу Вудса - Саксона для взаємодії ядер $^8\text{Be} + ^{15}\text{N}$ представлено на рис. 8 залежно від енергії $E \equiv E_{\text{с.ц.м.}}$ (темні точки та суцільні криві). Там же для порівняння показано енергетичну залежність параметрів оптичного потенціалу взаємодії ядер $^8\text{Be} + ^{13}\text{C}$, отриману в роботі [10] (світлі трикутники і штрихові криві).

Для опису енергетичної залежності отриманих параметрів оптичного потенціалу взаємодії ядер $^8\text{Be} + ^{15}\text{N}$ використано такі параметричні функції [11]:

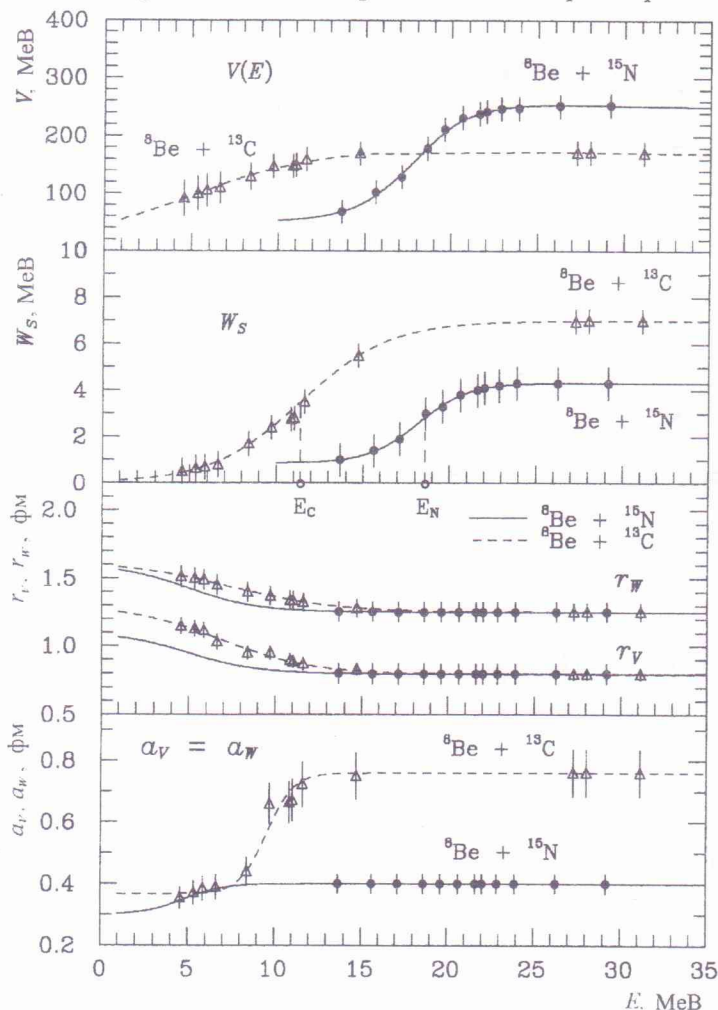


Рис. 8. Енергетичні залежності параметрів оптичного потенціалу Вудса - Саксона взаємодії ядер $^8\text{Be} + ^{15}\text{N}$ та $^8\text{Be} + ^{13}\text{C}$.

$$X_i(E) = \begin{cases} X_i^{\max} - (X_i^{\max} - X_i^{\min}) \cdot g(E, E_{X_i}, \Delta E_{X_i}) & \text{для } X_i = V_0, W_S, a_V, a_W, \\ X_i^{\min} - (X_i^{\max} - X_i^{\min}) \cdot g(E, E_{X_i}, \Delta E_{X_i}) & \text{для } X_i = r_V, r_W, \end{cases} \quad (4)$$

де X_i^{\max}, X_i^{\min} - максимальне та мінімальне значення параметра X_i ,

$$g(E, E_{X_i}, \Delta E_{X_i}) = \left[1 + \exp\left(\frac{E - E_{X_i}}{\Delta E_{X_i}}\right) \right]^{-1} \quad (5)$$

Параметр E_{X_i} у формулі (5) рівний енергії E' , при якій $X_i(E) = X_i^{\max} / 2$, а параметр ΔE_{X_i} - розмір енергетичного інтервалу зміни функції (4) між своїми двома екстремальними значеннями.

В описі енергетичної залежності параметрів оптичного потенціалу враховувався зв'язок між глибинами дійсної та уявної частин цього потенціалу, що виражається таким співвідношенням [12]:

$$V(r, E) = V_0(r, E) + \frac{P}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{W(r, E')}{E' - E} dE', \quad (6)$$

де P вказує на головне значення інтеграла. Цей інтеграл обчислювався наближеними методами роботи [12]. При $r = 0$ функція (6) виражає енергетичну залежність глибини дійсної частини оптичного потенціалу $V(E)$.

Енергетичні залежності параметрів оптичного потенціалу взаємодії ядер $^8\text{Be} + ^{15}\text{N}$, обчислені на основі функцій (4) – (6) з підігнаними за методом найменших квадратів параметрами $\{H_{X_i}\} = \{X_i^{\max}, X_i^{\min}, E_{X_i}, \Delta E_{X_i}\}$ (табл. 3), показано на рис. 8 суцільними кривими, а штрихові криві презентують аналогічну енергетичну залежність для взаємодії ядер $^8\text{Be} + ^{13}\text{C}$ [10]. Видно, що ці залежності зсунуті за енергією. Особливо це яскраво помітно для глибин оптичних потенціалів V та W_S . Так для W_S (панель W_S) енергетичний зсув між точкою $E_C \equiv E_{WC} = 11,39$ МеВ для $^8\text{Be} + ^{13}\text{C}$ -взаємодії [10] і точкою $E_N \equiv E_{WN} = 18,6$ МеВ для $^8\text{Be} + ^{15}\text{N}$ -каналу рівний $\Delta E_{NC} = 7,21$ МеВ.

Таблиця 3. Параметри енергетичної залежності оптичних потенціалів взаємодії ядер $^8\text{Be} + ^{15}\text{N}$

H_{X_i}	X_i					
	V_0 , МеВ	W_S , МеВ	r_V , фм	r_W , фм	a_V , фм	a_W , фм
X_i^{\min}	69,7	0,8	0,796	1,250	0,300	0,300
X_i^{\max}	270,3	4,4	1,100	1,600	0,400	0,400
E_{X_i} , МеВ*	18,1	18,6	5,000	5,000	4,800	4,800
ΔE_{X_i} , МеВ*	1,7	1,7	2,000	2,000	1,132	1,132

* Одиниці енергії даного параметра стосуються всіх величин X_i .

Вищезазначений енергетичний зсув W_S можна пояснити різницею потенціальних бар'єрів для взаємодій ядер $^8\text{Be} + ^{13}\text{C}$ та $^8\text{Be} + ^{15}\text{N}$. На рис. 9 показано графіки ефективних потенціалів

$$V_{\text{еф.}}(r) = V_C(r) + V(r) + \hbar^2 l(l+1) / 2\mu r^2 \quad (7)$$

(μ - зведена маса) для взаємодії ядер ${}^8\text{Be} + {}^{15}\text{N}$ (суцільні криві) та ${}^8\text{Be} + {}^{13}\text{C}$ (штрихова крива) для орбітальних моментів $l = 21$ та 22 . Видно, що для розсіяння ядер ${}^8\text{Be} + {}^{13}\text{C}$ при енергії $E_C = 11,39$ МеВ дотичний або грейзінг-момент (мінімальний орбітальний момент відбиття падаючої хвилі від потенціального бар'єра або максимальний орбітальний момент надбар'єрної проникливості падаючої хвилі) $l_g = 21$. Для розсіяння ядер ${}^8\text{Be} + {}^{15}\text{N}$ це значення грейзінг-моменту можливе лише при енергії $E \approx E_N = 18,6$ МеВ. Таким чином, приблизно однакові непружні процеси (а отже, і значення параметра W) для взаємодіючих систем ${}^8\text{Be} + {}^{15}\text{N}$ і ${}^8\text{Be} + {}^{13}\text{C}$ можливі лише при різниці їх кінетичних енергій ~ 7 МеВ.

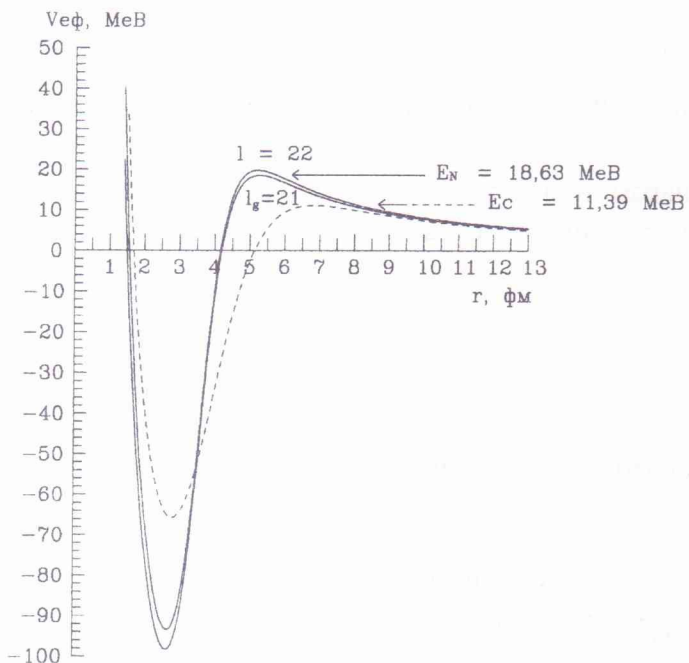


Рис. 9. Ефективний потенціал $V_{\text{ef.}}(r)$ (7) взаємодії ядер ${}^8\text{Be} + {}^{15}\text{N}$ (суцільні криві) та ${}^8\text{Be} + {}^{13}\text{C}$ (штрихова крива).

Висновки

Аналіз отриманих у цій роботі експериментальних даних реакції ${}^{12}\text{C}({}^{11}\text{B}, {}^{15}\text{N}){}^8\text{Be}$ при енергії $E_{\text{с.ц.м.}} = 25,57$ МеВ та реакції ${}^{12}\text{C}({}^{11}\text{B}, {}^8\text{Be}){}^{15}\text{N}$ при $E_{\text{с.ц.м.}} = 10 - 17$ МеВ [1] засвідчує, що в цих реакціях домінують прості ядерні процеси – одноступінчасті передачі α - і t -кластерів, що уможливило їх ефективне використання для визначення параметрів оптичних потенціалів взаємодії ядер ${}^8\text{Be} + {}^{15}\text{N}$ при знанні відповідних спектроскопічних амплітуд кластерів. Для обчислення останніх в ядрах $1p$ -оболонки існують надійні теоретичні методи та програми.

Установлена енергетична залежність оптичного потенціалу взаємодії ядер ${}^8\text{Be} + {}^{15}\text{N}$ може успішно використовуватись при плануванні нових експериментів з дослідження цих реакцій.

Виявлений зсув енергетичних залежностей оптичних потенціалів взаємодії ядер ${}^8\text{Be} + {}^{15}\text{N}$ та ${}^8\text{Be} + {}^{13}\text{C}$ є основою для подальших систематичних досліджень цього ефекту в різноманітних ядро-ядерних потенціалах.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Flawley A.D., Mateja J.F., Roy A., Fletcher N.R. Resonances in the ${}^{11}\text{B} + {}^{12}\text{C}$ system // Phys. Rev. C. - 1979. - Vol. 19. - P. 2215 - 2223.
2. Rudchik A.T., Budzanowski A., Chernievsky V.K. et al. The ${}^{11}\text{B} + {}^{12}\text{C}$ elastic and inelastic scattering at $E_{\text{lab}}({}^{11}\text{B}) = 49$ MeV and energy dependence of the ${}^{11}\text{B} + {}^{12}\text{C}$ interaction // Nucl. Phys. A. - 2001. - Vol. 695. - P. 51 - 68.
3. Чернівецький В.К., Русек К., Будзановський 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.

4. Kowalczyk M. SMAN: Oprogramowanie zbierania danych dla pomiarów wieloparametrycznych w standardzie CAMAC (a Code for Nuclear Experiments) // Uniwersytet Warszawski.- Warszawa. - 1997. - P. 1 - 32.
5. Thompson I.J. Coupled reaction channels calculations in nuclear physics // Comp. Phys. Rep. - 1988. - Vol. 7. - P. 167 - 212.
6. Рудчик А.Т., Чувильский Ю.М. Вычисление спектроскопических амплитуд для произвольных ассоциаций нуклонов в ядрах 1р-оболочки (программа DESNA). - Киев, 1982. - 27 с. - (Препр. / АН УССР. Ин-т ядерных исслед.; КИЯИ-82-12).
7. Рудчик А.Т., Чувильский Ю.М. Спектроскопические амплитуды многонуклонных кластеров в ядрах 1р-оболочки и анализ реакций многонуклонных передач // УФЖ. - 1985. - Т. 30, № 6. - С. 819 - 825.
8. 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.
9. Бояркина А.Н. Структура ядер 1р-оболочки. - М.: Изд-во Московского университета, 1973. - 62 с.
10. Rudchik A.T., Momotyuk O.A., Budzanowski A. et al. Energy dependence of the $^8\text{Be} + ^{13}\text{C}$ interaction // Nucl. Phys. A. - 1999. - Vol. 660. - P. 267 - 279.
11. Rudchik A.T., Momotyuk O.A., Budzanowski A. et al. One- and two-step mechanisms of the $^9\text{Be}(^{12}\text{C}, ^{11}\text{B})^{10}\text{B}$ reaction at $E_{\text{lab}}(^{12}\text{C}) = 65$ MeV and the energy dependence of $^{11,10}\text{B} + ^{10}\text{B}$ interactions // Nucl. Phys. A. - 2000. - Vol. 677. - P. 61 - 74.
12. Mahaux C., Ngô H., Satchler G.R. Causality and the Threshold Anomaly of the Nucleus-Nucleus Potential // Nucl. Phys. A. - 1986. - Vol. 449. - P. 354 - 394.

МЕХАНІЗМИ РЕАКЦІЇ $^{12}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{15}\text{N})^8\text{Be}$

А. А. Рудчик, **В. К. Черниевский**, А. Т. Рудчик, А. Будзановски, Л. Гловацка, **Л. Земло**,
С. Кличевски, Е. И. Коший, О. А. Понкратенко, О. А. Момотюк, А. В. Мохнач,
Вал. Н. Пирнак, К. Русек, І. Сквирчинська, Р. Сюдак, Б. Чех, А. Щурек

Измерены дифференциальные сечения реакции $^{12}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{15}\text{N})^8\text{Be}$ при энергии $E_{\text{lab}}(^{11}\text{B}) = 49$ MeV для переходов в основные состояния ядер ^8Be и ^{15}N , а также на уровни 2,94 MeV (2^+) ядра ^8Be и 5,270 MeV ($5/2^+$) + 5,299 MeV ($1/2^+$); 6,324 MeV ($3/2^-$); 7,155 MeV ($5/2^+$) + 7,301 MeV ($3/2^+$) и 7,567 MeV ($7/2^+$) ядра ^{15}N . Экспериментальные данные проанализированы методом связанных каналов реакций (МСКР) с использованием одно- и двухступенчатых передач кластеров. Этим же методом проанализированы также известные из литературы экспериментальные данные реакции $^{12}\text{C}(^{11}\text{B}, ^8\text{Be})^{15}\text{N}$ при энергиях $E_{\text{с.ц.м.}} = 9,4 - 17,8$ MeV. Установлено, что в реакции $^{12}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{15}\text{N})^8\text{Be}$ доминируют передача α -кластера на углах $\theta_{\text{с.ц.м.}} < 90^\circ$ и t-кластера на углах $\theta_{\text{с.ц.м.}} > 90^\circ$. Определены значения параметров оптического потенциала взаимодействия ядер $^{15}\text{N} + ^8\text{Be}$ и их энергетическая зависимость.

MECHANISMS OF THE $^{12}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{15}\text{N})^8\text{Be}$ REACTION

А. А. Rudchik, **V. K. Chernievsky**, А. Т. Rudchik, А. Budzanowski, L. Głowacka, **L. Zemło**,
S. Kliczewski, E. I. Koshchy, O. A. Ponkratenko, O. A. Momotyuk, A. V. Mokhnach,
Val. M. Pirnak, K. Rusek, I. Skwirszyńska, R. Siudak, B. Czech, A. Szczurek

Angular distributions of the $^{12}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{15}\text{N})^8\text{Be}$ reaction were measured at the energy $E_{\text{lab}}(^{11}\text{B}) = 49$ MeV for the transitions to the ground and 2,94 MeV (2^+) excited state of ^8Be and to the ground and 5,270 MeV ($5/2^+$) + 5,299 MeV ($1/2^+$), 6,324 MeV ($3/2^-$), 7,155 MeV ($5/2^+$) + 7,301 MeV ($3/2^+$), 7,567 MeV ($7/2^+$) excited states of ^{15}N . The data were analyzed by the coupled-reaction-channel method. The elastic, inelastic scattering and one- and two-step transfers were included into the coupling scheme. The data of the $^{12}\text{C}(^{11}\text{B}, ^8\text{Be})^{15}\text{N}$ reaction at $E_{\text{cm}} = 9,4 - 17,8$ MeV known from the literature, were also included in the analysis. It was found that in the $^{12}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{15}\text{N})^8\text{Be}$ reaction the α - and t-cluster transfers dominate at $\theta_{\text{cm}} < 90^\circ$ and $\theta_{\text{cm}} > 90^\circ$, respectively. The optical model parameters for the $^{15}\text{N} + ^8\text{Be}$ interaction and their energy dependence were deduced.

Надійшла до редакції 17.10.03,
після доопрацювання – 24.12.03.