

**С. Ю. Межевич^{1,*}, А. Т. Рудчик¹, О. А. Понкратенко¹, К. Русек², К. В. Кемпер³,
В. М. Кир'янчук⁴, А. А. Рудчик¹, Ю. М. Степаненко¹, В. В. Улещенко¹**

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

² Лабораторія важких іонів Варшавського університету, Варшава, Польща

³ Відділ фізики Флоридського державного університету, Таллахассі, США

⁴ Відокремлений підрозділ «Науково-технічний центр» державного підприємства
«Національна атомна енергогенеруюча компанія "Енергоатом"», Київ, Україна

*Відповідальний автор: sermezhev@gmail.com

ПОТЕНЦІАЛИ ВЗАЄМОДІЇ ІЗОТОПІВ ^{10,11,12,13}V З ЯДРОМ ¹²C

Проведено порівняльний аналіз розрахунків для пружного розсіяння ¹²C(¹⁰V, ¹⁰V)¹²C при енергії $E_{\text{лаб}}(^{10}\text{V}) = 41,3$ МеВ, пружного розсіяння ¹²C(¹¹V, ¹¹V)¹²C при енергії $E_{\text{лаб}}(^{11}\text{V}) = 40,0$ МеВ, реакцій передач ¹³C(¹¹V, ¹²C)¹²V та ¹⁴C(¹¹V, ¹²C)¹³V при енергії $E_{\text{лаб}}(^{11}\text{V}) = 45,0$ МеВ за методом зв'язаних каналів реакцій (МЗКР) з використанням потенціалів взаємодії ядер вихідних каналів ^{10,11,12,13}V + ¹²C у формі Вудса - Саксона (WS), визначених раніше, та потенціалів для цих систем, отриманих за моделлю подвійної згортки з використанням змодельованих теоретично форм розподілів густини протонів та нейтронів в ядрах ^{10,11,12,13}V та ¹²C. Досліджується зв'язок ізотопічних ефектів (відмінності розрахованих МЗКР-перерізів при заміні потенціалу для визначеної пари ядер на потенціал взаємодії одного з ядер з ізотопом іншого ядра) з внутрішньою структурою, тобто формою розподілу густини нуклонів, у взаємодіючих ядрах. Порівняно форми (радіальні залежності) визначених раніше потенціалів WS та розрахованих за моделлю подвійної згортки потенціалів для систем ядер ^{10,11,12,13}V + ¹²C. За результатами аналізу експериментальних даних зроблено припущення щодо можливих відмінностей поверхневих форм розподілів густин нуклонів, від змодельованих теоретично, в ізотопах ^{10,11}V.

Ключові слова: ядерні реакції ¹²C(¹⁰V, ¹⁰V)¹²C, ¹²C(¹¹V, ¹¹V)¹²C, ¹³C(¹¹V, ¹²C)¹²V, ¹⁴C(¹¹V, ¹²C)¹³V, метод зв'язаних каналів реакцій, оптичні потенціали, розподіли густини нуклонів.

1. Вступ

Вивчення взаємодії ядер під час зіткнень у реакціях є однією з актуальних задач ядерної фізики. Для опису взаємодії ядер у вхідних та вихідних каналах ядерних реакцій використовуються потенціали різних форм (наближень), найбільш поширеними серед яких є феноменологічні потенціали типу WS та мікроскопічні потенціали, такі як, наприклад, обчислені в рамках моделі подвійної згортки (DF) з використанням розподілів густини нуклонів у ядрах та потенціалів нуклон-нуклонної взаємодії. Узагальнення цих потенціалів для різних пар взаємодіючих ядер є однією із складних задач сучасної ядерної фізики, оскільки ядра мають різну внутрішню структуру. Як наслідок, глобальні оптичні потенціали, запропоновані для визначеної системи ядер чи ізотопів, мають обмеження щодо їхнього використання для інших систем чи енергій взаємодії. Наприклад, розрахунки з глобальними оптичними потенціалами (WS) [1] для ізотопів ^{8,10,11}V, досить добре описують експериментальні дані для пружного розсіяння цих ізотопів на важких мішенях ($A > 27$) [1], але для легших мішеней, як ¹³C чи ¹⁴C, потрібні деякі модифікації цих потенціалів [2].

Також фолдінг-потенціали, представлені для багатьох систем стабільних ядер [3 - 5], при використанні їх у розрахунках реакцій за участю слабкозв'язаних ізотопів дають значення перерізів, що значно відрізняються від експериментальних даних [6].

З іншого боку, відмінність оптичних потенціалів WS в області взаємодії ядер, визначених з аналізу експериментальних даних розсіяння чи реакцій, для взаємодії ізотопів даного ядра з іншим ядром, може бути наслідком різної внутрішньої структури цих ізотопів. Цей так званий ізотопічний ефект спостерігається у відмінності розрахованих диференціальних перерізів розсіяння чи реакцій при заміні визначеного потенціалу взаємодії для даної пари ядер на інший потенціал, визначений для взаємодії ізотопу одного з ядер з тим же самим іншим ядром. Прояв таких ефектів спостерігався, зокрема, у розрахунках диференціальних перерізів реакції ¹⁴C(¹¹V, ¹²C)¹³V при енергії $E_{\text{лаб}}(^{11}\text{V}) = 45$ МеВ [7] з використанням у вихідному каналі потенціалів WS, визначених раніше для взаємодії ¹⁰V + ¹²C [8], ¹¹V + ¹²C [9] та ¹²V + ¹²C [10]. Оскільки в роботі [11] було передбачено різні форми розподілів густини нуклонів в ізотопах

© С. Ю. Межевич, А. Т. Рудчик, О. А. Понкратенко, К. Русек, К. В. Кемпер,
В. М. Кир'янчук, А. А. Рудчик, Ю. М. Степаненко, В. В. Улещенко, 2022

^{10,11,12,13}B, цікаво порівняти результати розрахунків диференціальних перерізів пружного розсіяння ¹²C(¹⁰B, ¹⁰B)¹²C при енергії $E_{\text{лаб}}(^{10}\text{B}) = 41,3$ МеВ [8], ¹²C(¹¹B, ¹¹B)¹²C при енергії $E_{\text{лаб}}(^{11}\text{B}) = 40$ МеВ [12, 13], реакцій ¹³C(¹¹B, ¹²B)¹²C [10] та ¹⁴C(¹¹B, ¹²C)¹³B [7] при енергії $E_{\text{лаб}}(^{11}\text{B}) = 45$ МеВ, використовуючи визначені раніше потенціали WS взаємодії ядер вихідних каналів, а також розраховані за методом подвійної згортки потенціали для взаємодії ^{10,11,12,13}B + ¹²C, оскільки різна внутрішня структура (розподіли густини нуклонів) в ізотопах ^{10,11,12,13}B [11], врахована при конструюванні потенціалів DF, повинна мати вплив на розраховані диференціальні перерізи пружного розсіяння і реакцій з виходом цих ізотопів бору.

2. Аналіз експериментальних даних

Розрахунки диференціальних перерізів для пружного розсіяння ¹²C(¹⁰B, ¹⁰B)¹²C при енергії $E_{\text{лаб}}(^{10}\text{B}) = 41,3$ МеВ [8], ¹²C(¹¹B, ¹¹B)¹²C при енергії $E_{\text{лаб}}(^{11}\text{B}) = 40$ МеВ [12, 13], реакцій ¹³C(¹¹B, ¹²B)¹²C [10] та ¹⁴C(¹¹B, ¹²C)¹³B [7] при енергії $E_{\text{лаб}}(^{11}\text{B}) = 45$ МеВ проводилися в рамках МЗКР за допомогою програми FRESKO [14]. Для вхідних та вихідних каналів реакцій використо-

увалися потенціали WS

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

та кулонівський потенціал взаємодії рівномірно заряджених куль

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

Тут

$$R_i = r_i (A_P^{1/3} + A_T^{1/3}) \quad (i = V, W, C), \quad (3)$$

де A_P, A_T і Z_P, Z_T – маси й заряди ядер вхідного та вихідного каналів відповідно. У розрахунках потенціалу кулонівської взаємодії ядер використовувався параметр $r_c = 1,25$ фм.

Визначені раніше параметри потенціалів WS для взаємодії ізотопів ^{10,11,12,13}B з ядром ¹²C наведено в таблиці.

Параметри потенціалів WS взаємодії ядер

Ядра	$E_{\text{с.ц.м.}}$, МеВ	V_0 , МеВ	r_V , фм	a_V , фм	W_S , МеВ	r_W , фм	a_W , фм	Літ.
¹⁰ B + ¹² C	22,53	100,0	1,150	0,428	15,0	1,300	0,248	[8]
¹¹ B + ¹² C	20,87	252,0	0,788	0,670	7,4	1,250	0,670	[9]
¹² B + ¹² C	22,80	177,0	0,788	0,740	9,0	1,000	0,600	[10]
¹³ B + ¹² C	20,33	221,0	0,798	0,690	9,7	1,250	0,660	[7]

Для МЗКР-аналізу експериментальних даних вищезазначених реакцій з потенціалами типу DF, розрахованими за допомогою програми DFPOT [15]:

$$U(r) = N_R V_{DF}(r) + iN_I V_{DF}(r),$$

де

$$V_{DF}(r) = \iint \rho_T(r_1) \rho_P(r_2) v_{12}(r) dr_1 dr_2.$$

Тут N_R і N_I – нормувальні множники для дійсної та уявної частини, відповідно, $\rho_T(r_1)$ та $\rho_P(r_2)$ – розподіли густини нуклонів у ядрах мішені (Т) та налітаючого ядра (Р), $v_{12}(r)$ – потенціал нуклон-нуклонної взаємодії, вибраний у наших розрахунках у формі МЗУ Рейда [16]; були використані форми розподілів густини протонів та нейтронів у ядрах ^{10,11,12,13}B та ¹²C, що змодельовано у роботі [11]. Отримані таким чином розподіли густини нуклонів (тобто суми розподілів густини протонів та нейтронів) в ядрах ^{10,11,12,13}B та ¹²C показано на рис. 1, а, а потенціали $V_{DF}(r)$ для систем ядер ^{10,11,12,13}B + ¹²C – на рис. 1, б. В усіх подальших розрахунках з потенціалами DF значення норму-

вального множника для дійсної частини вибиралося таким, що дорівнює $N_R = 1,0$, а для уявної частини значення нормувального множника N_I визначалося з найкращої підгонки теоретичних кривих до експериментальних даних.

Для порівняння МЗКР-перерізів вищезазначених реакцій, розрахованих з потенціалами DF та WS (див. таблицю), використовувалися такі ж самі схеми зв'язку, значення спектроскопічних амплітуд (факторів), параметри деформації ядер, як у роботах [7 - 10], де раніше проводився МЗКР-аналіз цих даних та визначалися параметри потенціалів WS для відповідних пар взаємодіючих ядер.

На верхній панелі рис. 2 показано експериментальні дані пружного розсіяння ¹²C(¹⁰B, ¹⁰B)¹²C [8] при енергії $E_{\text{лаб}}(^{10}\text{B}) = 41,3$ МеВ ($E_{\text{с.ц.м.}} = 22,53$ МеВ) та результати МЗКР-розрахунків з потенціалами WS (див. таблицю) (пунктирна крива) та DF (суцільна крива). Як і у роботі [8], у схему зв'язку включалися канали пружного розсіяння ¹⁰B + ¹²C та передача дейтрона. У розрахунках з потенціалом DF використано значення

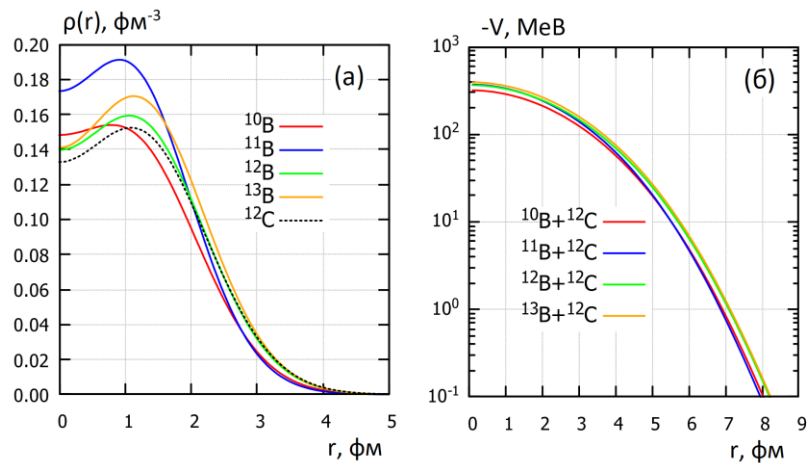


Рис. 1. Радіальна залежність густини нуклонів в ядрах $^{10,11,12,13}\text{B}$ та ^{12}C з роботи [11] (а) та потенціалів DF для систем ядер $^{10,11,12,13}\text{B} + ^{12}\text{C}$, розрахованих з використанням цих розподілів (б). (Див. кольоровий рисунок на сайті журналу.)

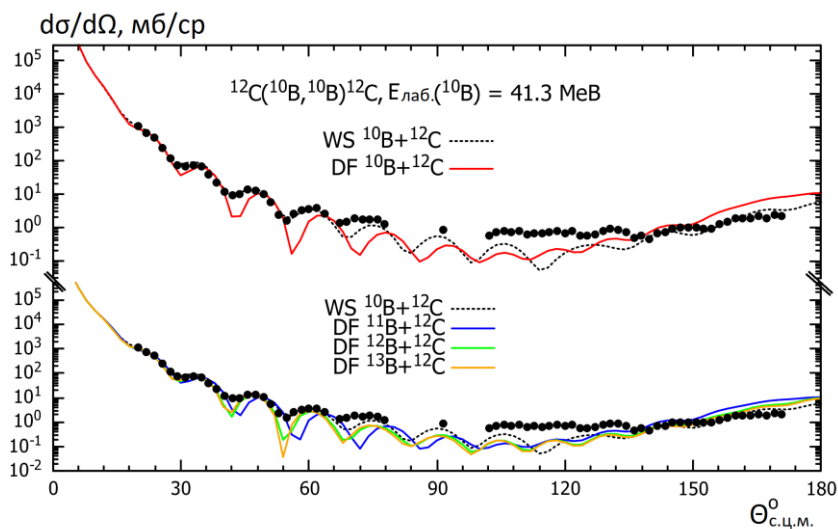


Рис. 2. Диференціальні перерізи пружного розсіяння $^{12}\text{C}(^{10}\text{B}, ^{10}\text{B})^{12}\text{C}$ при енергії $E_{\text{лаб}}(^{10}\text{B}) = 41,3$ MeB [8]. Криві – МЗКР-розрахунки з потенціалом WS (див. таблицю) та різними потенціалами DF для системи ядер $^{10}\text{B} + ^{12}\text{C}$ (див. текст). (Див. кольоровий рисунок на сайті журналу.)

нормувального множника $N_I = 0,2$ для уявної частини. Як видно, на передніх кутах спостерігається зсув суцільної кривої відносно експериментальних даних та пунктирної кривої. На нижній панелі рис. 2 показано результати МЗКР-розрахунків пружного розсіяння $^{12}\text{C}(^{10}\text{B}, ^{10}\text{B})^{12}\text{C}$ [8] при використанні у цих розрахунках потенціалів DF для систем ядер $^{11}\text{B} + ^{12}\text{C}$, $^{12}\text{B} + ^{12}\text{C}$ та $^{13}\text{B} + ^{12}\text{C}$, нормувальні множники для дійсної та уявної частин потенціалів залишалися без змін, тобто $N_R = 1,0$ та $N_I = 0,2$ відповідно. Видно, що дифракційна поведінка теоретичних кривих, які розраховано з потенціалами DF для систем $^{12}\text{B} + ^{12}\text{C}$ та $^{13}\text{B} + ^{12}\text{C}$, краще узгоджується з експериментальними даними на передніх кутах.

На верхній панелі рис. 3 показано експериментальні дані пружного розсіяння $^{12}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{11}\text{B})^{12}\text{C}$ при енергії $E_{\text{лаб}}(^{11}\text{B}) = 40,0$ MeB ($E_{\text{с.ц.м.}} = 20,87$ MeB) [12, 13] та результати МЗКР-роз-

рахунків з потенціалами WS (див. таблицю) [9] (пунктирна крива) та DF (суцільна крива). У схему зв'язку було включено канали пружного розсіяння $^{11}\text{B} + ^{12}\text{C}$, реорієнтації ядра ^{11}B , передачі протона та переходу ядра ^{12}C у перший збуджений стан $4,445$ MeB (2^+), оскільки, як було показано у роботі [17], ці процеси мають суттєвий вплив на результати розрахунків перерізів для пружного розсіяння $^{11}\text{B} + ^{12}\text{C}$, а також вказані процеси було враховано при аналізі експериментальних даних для пружного розсіяння ядер $^{11}\text{B} + ^{12}\text{C}$ у широкому діапазоні енергій [9]. У розрахунках з потенціалом DF використано значення нормувального множника $N_I = 0,1$ для уявної частини. Як видно, і для пружного розсіяння $^{11}\text{B} + ^{12}\text{C}$ на передніх кутах спостерігається зсув суцільної кривої, розрахованої з потенціалом DF, відносно пунктирної кривої, розрахованої з потенціалом WS (див. таблицю) [9] та експериментальних даних. Якщо для взаємодії ядер $^{11}\text{B} + ^{12}\text{C}$

використати потенціали DF, які розраховано для систем ядер $^{12}\text{B} + ^{12}\text{C}$ та $^{13}\text{B} + ^{12}\text{C}$, залишаючи без змін значення нормувальних множників $N_R = 1,0$ для дійсної частини та $N_I = 0,1$ для уявної части-

ни, зсув розрахованих теоретичних кривих на передніх кутах зменшується, а опис експериментальних даних покращується, як показано на нижній панелі рис. 3 відповідними кривими.

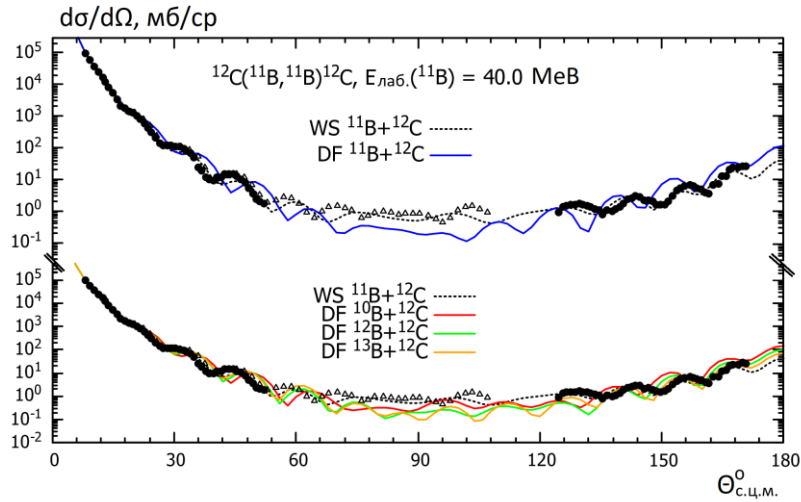


Рис. 3. Диференціальні перерізи пружного розсіяння $^{12}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{11}\text{B})^{12}\text{C}$ при енергії $E_{\text{лаб}}(^{11}\text{B}) = 40 \text{ MeV}$ [12, 13].

Криві – МЗКР-розрахунки з потенціалом WS (див. таблицю) та різними потенціалами DF для системи ядер $^{11}\text{B} + ^{12}\text{C}$ (див. текст). (Див. кольоровий рисунок на сайті журналу.)

Параметри потенціалу WS (див. таблицю) для взаємодії ядер $^{12}\text{B} + ^{12}\text{C}$ було визначено у роботі [10] з аналізу експериментальних даних реакції $^{13}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{B})^{12}\text{C}$ при енергії $E_{\text{лаб}}(^{11}\text{B}) = 45 \text{ MeV}$. Спостерігалася відмінність МЗКР-перерізів на середніх кутах, які розраховано при використанні визначених раніше WS-потенціалів для систем $^{11}\text{B} + ^{12}\text{C}$ [9] та $^{10}\text{B} + ^{12}\text{C}$ [8], у вихідному каналі цієї реакції $^{13}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{B})^{12}\text{C}$ (див. рис. 4 у [10]). Оскільки ця відмінність може бути пов'язана з відмінністю внутрішньої структури ізоотопів $^{10,11,12}\text{B}$, тобто різними формами розподілів густин нуклонів в цих ізотопах [11], було проведено розрахунки МЗКР-перерізів реакції $^{13}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{B})^{12}\text{C}$

при використанні у вихідному каналі потенціалів DF, які розраховано для систем ядер $^{10,11,12,13}\text{B} + ^{12}\text{C}$, з такою ж самою схемою зв'язку каналів та потенціалом WS для опису взаємодії $^{11}\text{B} + ^{13}\text{C}$ у вхідному каналі, як і у [10]. У МЗКР-аналізі було застосовано значення нормувального множника $N_I = 0,1$ для уявної частини потенціалу DF. Як видно з рис. 4, різниця розрахованих таким чином МЗКР-перерізів не є суттєвою, лише спостерігається більш осцилююча поведінка теоретичної кривої на задніх кутах при використанні потенціалу DF для системи $^{10}\text{B} + ^{12}\text{C}$ у вихідному каналі реакції $^{13}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{B})^{12}\text{C}$.

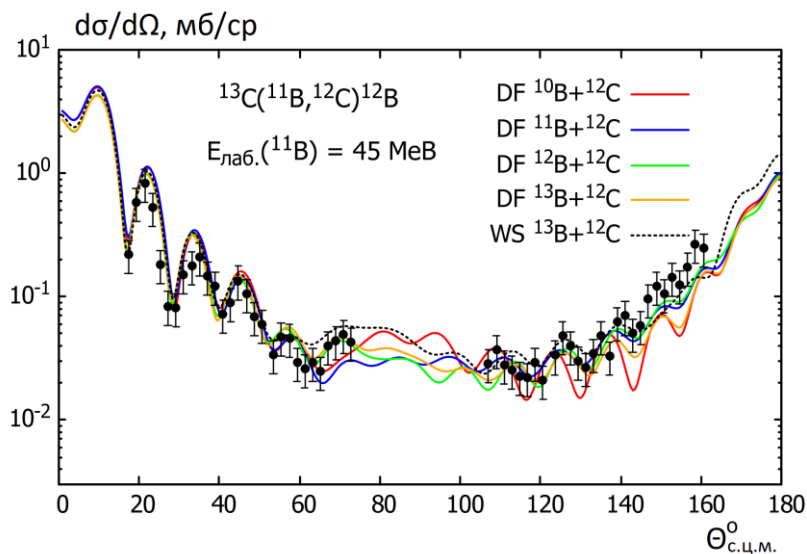


Рис. 4. Диференціальні перерізи реакції $^{13}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{C})^{12}\text{B}$ при енергії $E_{\text{лаб}}(^{11}\text{B}) = 45 \text{ MeV}$ [10] для переходів в основні стани ядер ^{12}C та ^{12}B . Криві – МЗКР-розрахунки з потенціалом WS (див. таблицю) та різними потенціалами DF для системи ядер $^{12}\text{B} + ^{12}\text{C}$ (див. текст). (Див. кольоровий рисунок на сайті журналу.)

Аналогічним чином було проведено МЗКР-розрахунки для передачі протона, як основного процесу, у реакції $^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{C})^{13}\text{B}$ при енергії $E_{\text{лаб}}(^{11}\text{B}) = 45 \text{ MeV}$ [7] з використанням потенціалів WS (див. таблицю) та DF. Було застосовано значення нормувального множника $N_I = 0,5$ для уявної частини потенціалів DF, розрахованих для систем $^{10,11,12,13}\text{B} + ^{12}\text{C}$, які використано у МЗКР-

розрахунках реакції $^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{C})^{13}\text{B}$ для опису взаємодії ядер у вихідному каналі. Попри помітну відмінність МЗКР-перерізів, отриманих з потенціалами WS (див. таблицю) (див. рис. 4 у [7]), розрахунки з відповідними потенціалами DF майже не відрізняються, як показано на рис. 5 відповідними кривими.

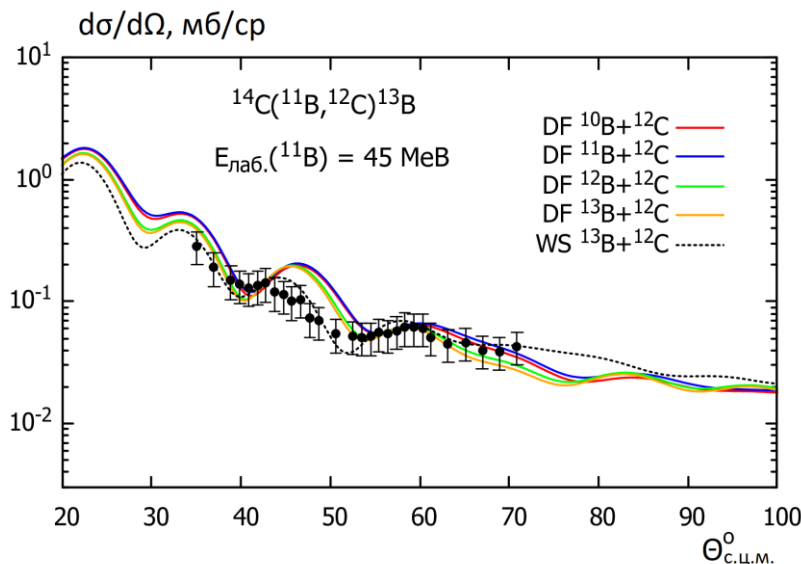


Рис. 5. Диференціальні перерізи реакції $^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{C})^{13}\text{B}$ при енергії $E_{\text{лаб}}(^{11}\text{B}) = 45 \text{ MeV}$ [7] для переходів в основні стани ядер ^{12}C та ^{13}B . Криві – МЗКР-розрахунки з потенціалом WS (див. таблицю) та різними потенціалами DF для системи ядер $^{13}\text{B} + ^{12}\text{C}$ (див. текст). (Див. кольоровий рисунок на сайті журналу.)

Отже, вплив різної внутрішньої структури (густин розподілу нуклонів) в ізотопах $^{10,11,12,13}\text{B}$, відзеркаленій у розрахованих потенціалах DF для взаємодії цих ізотопів з ядром ^{12}C (див. рис. 1), виявився невеликим при використанні цих потенціалів DF для опису взаємодії ядер у вихідних каналах реакцій $^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{C})^{13}\text{B}$ [7] та $^{13}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{B})^{12}\text{C}$ [10]. Розрахунки ж для пружного розсіяння $^{10}\text{B} + ^{12}\text{C}$ [8] та $^{11}\text{B} + ^{12}\text{C}$ [12, 13] виявилися більш чутливими до різниці форм потенціалів DF для систем $^{10,11,12,13}\text{B} + ^{12}\text{C}$: існує зсув теоретичних кривих на передніх кутах, розрахованих для диференціальних перерізів пружного розсіяння $^{10}\text{B} + ^{12}\text{C}$ та $^{11}\text{B} + ^{12}\text{C}$ при використанні потенціалів DF для систем $^{10,11}\text{B} + ^{12}\text{C}$. Кращий опис даних пружного розсіяння $^{10}\text{B} + ^{12}\text{C}$ [8] та $^{11}\text{B} + ^{12}\text{C}$ [12, 13] при використанні потенціалів DF для систем $^{12,13}\text{B} + ^{12}\text{C}$, може вказувати на те, що форма розподілу густини нуклонів, принаймні на поверхні, в ядрах ^{10}B та ^{11}B може відрізнятися від змодельованої у роботі [11]. Також варто зазначити, що, можливо, врахування у розрахунках для пружного розсіяння більшої кількості непружних процесів, таких як канали непружного розсіяння, процесів різноманітних передач нуклонів та кластерів, утворення складених ядер, дефрагментації ядер тощо, змінило б дифракційний вигляд теоретич-

них кривих до кращого узгодження з експериментальними даними на передніх кутах, але такі складні розрахунки потребують більш ретельного вивчення та виходять за рамки даної статті.

На рис. 6 показано радіальну залежність визначених раніше потенціалів WS (див. таблицю) для систем ядер $^{10,11,12,13}\text{B} + ^{12}\text{C}$ та відповідних потенціалів DF для цих систем. Як видно з рис. 6, а, б), в області взаємодії ядер (4 - 7 фм) дійсні частини потенціалів WS для систем $^{10}\text{B} + ^{12}\text{C}$ та $^{11}\text{B} + ^{12}\text{C}$ є більш широкими порівняно з дійсними частинами потенціалів DF (криві V(WS) та V(DF) відповідно). Форми цих потенціалів у області взаємодії ядер визначають дифракційну поведінку розрахованих МЗКР-перерізів для пружного розсіяння $^{10}\text{B} + ^{12}\text{C}$ [8] та $^{11}\text{B} + ^{12}\text{C}$ [9], що пояснює відмінність теоретичних перерізів, розрахованих з потенціалами WS та DF, на передніх кутах (див. рис. 2 і 3). Для систем ядер $^{12}\text{B} + ^{12}\text{C}$ та $^{13}\text{B} + ^{12}\text{C}$ спостерігається добре узгодження дійсних частин потенціалів WS та DF (рис. 6, в, г) в області взаємодії ядер (4 - 7 фм), тому МЗКР-перерізи, розраховані для реакцій $^{13}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{B})^{12}\text{C}$ [10] та $^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{C})^{13}\text{B}$ [7] з відповідними потенціалами WS та DF для вихідних каналів, є теж близькими (див. рис. 4 і 5). Але, як було зазначено вище, розрахунки МЗКР-перерізів реакцій $^{13}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{B})^{12}\text{C}$

[10] та $^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{C})^{13}\text{B}$ [7] виявилися менш чутливими до різниці форм потенціалів DF для систем $^{10,11,12,13}\text{B} + ^{12}\text{C}$, тому для надійного порівняння розрахунків з потенціалами WS та DF для систем $^{12,13}\text{B} + ^{12}\text{C}$, вивчення ізотопічних ефектів, внутрі-

шньої структури ядер $^{12,13}\text{B}$ тощо, необхідні експериментальні дані диференціальних перерізів пружного розсіяння радіоактивних ізотопів $^{12,13}\text{B}$ на мішені ^{12}C .

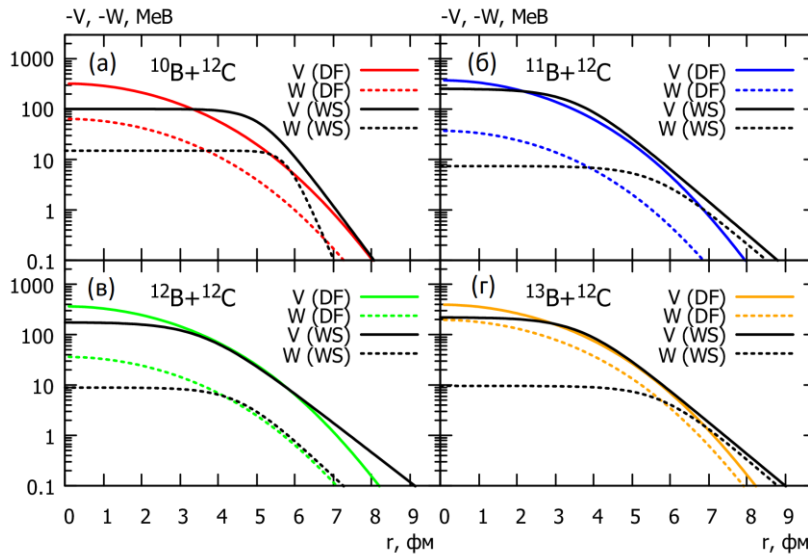


Рис. 6. Радіальні залежності дійсних (V) та уявних (W) частин потенціалів WS та DF для систем ядер $^{10}\text{B} + ^{12}\text{C}$ (а), $^{11}\text{B} + ^{12}\text{C}$ (б), $^{12}\text{B} + ^{12}\text{C}$ (в), $^{13}\text{B} + ^{12}\text{C}$ (г). (Див. кольоровий рисунок на сайті журналу.)

3. Основні результати та висновки

Проведено порівняльний аналіз експериментальних даних пружного розсіяння $^{12}\text{C}(^{10}\text{B}, ^{10}\text{B})^{12}\text{C}$ при енергії $E_{\text{лаб}}(^{10}\text{B}) = 41,3$ MeV [8], $^{12}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{11}\text{B})^{12}\text{C}$ при енергії $E_{\text{лаб}}(^{11}\text{B}) = 40$ MeV [12, 13] та реакцій $^{13}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{B})^{12}\text{C}$ [10] та $^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{C})^{13}\text{B}$ [7] при енергії $E_{\text{лаб}}(^{11}\text{B}) = 45$ MeV за МЗКР, з використанням визначених раніше потенціалів взаємодії ядер $^{10,11,12,13}\text{B} + ^{12}\text{C}$ у формі WS, та потенціалів для цих систем, отриманих за методом DF із застосуванням теоретично змодельованих [11] розподілів густин нуклонів (протонів та нейтронів). Схеми зв'язку каналів для кожної з цих реакцій для аналізу з потенціалами DF використовувалися такі ж самі, як і у попередньому аналізі з потенціалами WS. Уявні частини потенціалів DF обиралися такої ж форми, як і дійсні частини, значення нормувальних множників для уявних частин потенціалів DF визначалося з підгонки МЗКР-перерізів до експериментальних даних.

Для пружного розсіяння $^{12}\text{C}(^{10}\text{B}, ^{10}\text{B})^{12}\text{C}$ при енергії $E_{\text{лаб}}(^{10}\text{B}) = 41,3$ MeV [8] спостерігався зсув на передніх кутах МЗКР-перерізів, розрахованих з потенціалом DF для системи ядер $^{10}\text{B} + ^{12}\text{C}$, відносно експериментальних даних та МЗКР-перерізів, розрахованих з потенціалом WS для цієї системи. Краще узгодження було отримано при використанні потенціалів DF для систем $^{12,13}\text{B} + ^{12}\text{C}$ у розрахунках диференціальних перерізів пружного розсіяння $^{12}\text{C}(^{10}\text{B}, ^{10}\text{B})^{12}\text{C}$. Такий

самий ефект спостерігався і у МЗКР-розрахунках диференціальних перерізів пружного розсіяння $^{12}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{11}\text{B})^{12}\text{C}$ при енергії $E_{\text{лаб}}(^{11}\text{B}) = 40$ MeV [12, 13], де після заміни потенціалу DF для системи $^{11}\text{B} + ^{12}\text{C}$ на потенціал DF для системи $^{12}\text{B} + ^{12}\text{C}$ чи $^{13}\text{B} + ^{12}\text{C}$ спостерігалось покращення опису експериментальних даних на передніх кутах та краще узгодження теоретичних кривих, розрахованих з потенціалами WS [9] та DF. Такі відмінності у розрахованих диференціальних перерізах можуть вказувати на те, що форми розподілу густин нуклонів в ядрах $^{10,11}\text{B}$ (принаймні на поверхні) можуть бути іншими, ніж змодельовано у роботі [11]. З іншого боку, врахування більшої кількості непружних каналів при використанні потенціалів DF для систем ядер $^{10,11}\text{B} + ^{12}\text{C}$ у розрахунках МЗКР-перерізів для пружного розсіяння $^{10,11}\text{B} + ^{12}\text{C}$, можливо, могло б компенсувати дифракційний зсув відносно експериментальних даних.

Відмінність МЗКР-перерізів, розрахованих для реакцій $^{13}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{B})^{12}\text{C}$ [10] та $^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{C})^{13}\text{B}$ [7] при енергії $E_{\text{лаб}}(^{11}\text{B}) = 45$ MeV з потенціалами WS та DF для систем ядер $^{12}\text{B} + ^{12}\text{C}$ та $^{13}\text{B} + ^{12}\text{C}$ вихідних каналів, відповідно, є невеликою. Також дійсні частини потенціалів WS та DF для систем $^{12}\text{B} + ^{12}\text{C}$ та $^{13}\text{B} + ^{12}\text{C}$ добре узгоджуються в області взаємодії ядер (4 - 7 фм). Але розрахунки диференціальних перерізів цих реакцій виявилися менш чутливими до різниці форм потенціалів DF для систем ядер $^{10,11,12,13}\text{B} + ^{12}\text{C}$, по-

рівняно з різницею форм визначених раніше потенціалів WS [10, 7] для цих систем, що може бути пов'язано із впливом сильного зв'язку вхідного та вихідного каналів при розрахунках диференціальних перерізів цих реакцій. Тому розрахунки з потенціалами WS та DF для систем ядер $^{12}\text{B} + ^{12}\text{C}$ та $^{13}\text{B} + ^{12}\text{C}$ з метою вивчення ізотопічних ефектів, структури взаємодіючих ядер тощо, бажано порівнювати з експериментальними даними пружного розсіяння, що вказує на необхідність вимірювання таких даних (бажано у пов-

ному кутовому діапазоні) з використанням вторинних пучків ізотопів $^{12,13}\text{B}$ на мішені ^{12}C .

Робота профінансована за рахунок коштів наукового проекту «Ядерна взаємодія за участі короткоіснуючих і слабкозв'язаних ядер 1p-оболонки», що виконується відповідно до Цільової програми наукових досліджень НАН України «Участь у новітніх міжнародних проєктах з фізики високих енергій та ядерної фізики» на 2021 - 2023 рр., договір № 25/22 від 1 квітня 2022 р.

СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ / REFERENCES

1. Yong-Li Xu et al. Applicability of ^9Be global optical potential to description of $^{8,10,11}\text{B}$ elastic scattering. *Chin. Phys. C* 44(3) (2020) 034101.
2. S.Yu. Mezhevych et al. $^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{10}\text{B})^{15}\text{C}$ reaction at $E_{\text{lab}} = 45$ MeV and the $^{10}\text{B} + ^{15}\text{C}$ optical potential. *Acta Phys. Pol. B* 52(2) (2021) 109.
3. D. Pereira et al. An imaginary potential with universal normalization for dissipative processes in heavy-ion reactions. *Phys. Lett. B* 670(4-5) (2009) 330.
4. M. Cavallaro et al. Quantitative analysis of two-neutron correlations in the $^{12}\text{C}(^{18}\text{O}, ^{16}\text{O})^{14}\text{C}$ reaction. *Phys. Rev. C* 88(5) (2013) 054601.
5. D. Paes et al. Long-range versus short-range correlations in the two-neutron transfer reaction $^{64}\text{Ni}(^{18}\text{O}, ^{16}\text{O})^{66}\text{Ni}$. *Phys. Rev. C* 96(4) (2017) 044612.
6. A.T. Rudchik et al. $^7\text{Li}(^{15}\text{N}, ^{14}\text{N})^8\text{Be}$ reaction at 81 MeV and $^{14}\text{C} + ^8\text{Be}$ interaction versus that of $^{13}\text{C} + ^8\text{Be}$. *Nucl. Phys. A* 971 (2018) 138.
7. S.Yu. Mezhevych et al. Reaction $^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{C})^{13}\text{B}$ at $E_{\text{lab}}(^{11}\text{B}) = 45$ MeV, interaction of $^{13}\text{B} + ^{12}\text{C}$ versus that of $^{10,11,12}\text{B} + ^{12}\text{C}$. *Nucl. Phys. At. Energy* 2(1) (2022) 12.
8. N. Burtebayev et al. Measurement and analysis of $^{10}\text{B} + ^{12}\text{C}$ elastic scattering at energy of 41.3 MeV. *Int. J. Mod. Phys. E* 28(04) (2019) 1950028.
9. A.T. Rudchik 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* 695(1-4) (2001) 51.
10. S.Yu. Mezhevych et al. $^{13}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{C})^{12}\text{B}$ reaction at 45 MeV, $^{12}\text{C} + ^{12}\text{B}$ interaction versus that of $^{12}\text{C} + ^{10,11}\text{B}$. *Acta Phys. Pol. B* 51(10) (2020) 1949.
11. S. Ahmad, A.A. Usmani, Z.A. Khan. Matter radii of light proton-rich and neutron-rich nuclear isotopes. *Phys. Rev. C* 96(6) (2017) 064602.
12. J.F. Mateja et al. $^{11}\text{B} + ^{12}\text{C}$ and $^{10}\text{B} + ^{13}\text{C}$ fusion cross sections. *Phys. Rev. C* 25(6) (1982) 2963.
13. S. Albergo et al. Elastic transfer in the $^{11}\text{B} + ^{12}\text{C}$ system in the c.m. energy range 5 - 40 MeV. *Phys. Rev. C* 43(6) (1991) 2704.
14. I.J. Thompson. Coupled reaction channels calculations in nuclear physics. *Comp. Phys. Rep.* 7(4) (1988) 167.
15. J. Cook. DFPOPT – A program for the calculation of double folded potentials. *Comput. Phys. Commun.* 25(2) (1982) 125.
16. G. Bertsch et al. Interactions for inelastic scattering derived from realistic potentials. *Nucl. Phys. A* 284(3) (1977) 399.
17. S.Yu. Mezhevych, K. Rusek. Quadrupole deformation of ^{11}B ($3/2^-$, 5.02 MeV) excited state from $^{11}\text{B} + ^{12}\text{C}$ scattering. *Acta Phys. Pol. B* 34(4) (2003) 2415.

S. Yu. Mezhevych^{1,*}, A. T. Rudchik¹, O. A. Ponkratenko¹, K. Rusek², K. W. Kemper³,
V. M. Kyrianchuk⁴, A. A. Rudchik¹, Yu. M. Stepanenko¹, V.V. Uleshchenko¹

¹ Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv, Ukraine

² Heavy Ion Laboratory, University of Warsaw, Warsaw, Poland

³ Physics Department, Florida State University, Tallahassee, USA

⁴ Scientific and Technical Center of National Nuclear Energy Generating Company “Energoatom”,
Kyiv, Ukraine

*Corresponding author: sermezhev@gmail.com

POTENTIALS OF INTERACTION OF $^{10,11,12,13}\text{B}$ ISOTOPES WITH ^{12}C

A comparative analysis of calculations for the $^{12}\text{C}(^{10}\text{B}, ^{10}\text{B})^{12}\text{C}$ elastic scattering at $E_{\text{lab}}(^{10}\text{B}) = 41.3$ MeV, the $^{12}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{11}\text{B})^{12}\text{C}$ elastic scattering at $E_{\text{lab}}(^{11}\text{B}) = 40.0$ MeV, transfer reactions $^{13}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{C})^{12}\text{B}$ and $^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{C})^{13}\text{B}$ at $E_{\text{lab}}(^{11}\text{B}) = 45.0$ MeV was performed within the coupled-reaction-channels method (CRC) using previously deduced

Woods-Saxon potentials for the interaction of $^{10,11,12,13}\text{B} + ^{12}\text{C}$ nuclei in the exit reaction channels, as well as potentials for these systems of nuclei generated by means of the double-folding method using theoretically modeled shapes for the distributions of protons and neutrons in $^{10,11,12,13}\text{B}$ and ^{12}C . The relationship of isotopic effects (differences of the calculated CRC cross sections when replacing the potential for a given pair of nuclei by interaction potential for one nucleus with the isotope of another nucleus) with the internal structure, e.g. the shapes of nucleon density distributions in the interacting nuclei, is investigated. The shapes (radial dependence) of recently deduced Woods-Saxon potentials and potentials calculated by means of the double-folding methods for the systems of $^{10,11,12,13}\text{B} + ^{12}\text{C}$ nuclei are compared. Based on the results of the analysis of experimental data, an assumption is made about the possible differences in the shapes of surface nucleon density distributions from the ones modeled theoretically in $^{10,11}\text{B}$ isotopes.

Keywords: nuclear reactions $^{12}\text{C}(^{10}\text{B}, ^{10}\text{B})^{12}\text{C}$, $^{12}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{11}\text{B})^{12}\text{C}$, $^{13}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{C})^{12}\text{B}$, $^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{C})^{13}\text{B}$, coupled-reaction-channels method, optical potentials, nucleon density distributions.

Надійшла/Received 05.08.2022