

**С. Ю. Межевич^{1,*}, О. А. Понкратенко¹, Ю. М. Степаненко¹, В. В. Улещенко¹, А. А. Рудчик¹,
В. М. Кир'янчук², Ю. О. Ширма¹, Ю. С. Рознюк¹, І. І. Вертегел¹**

¹ *Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

² *Відокремлений підрозділ «Науково-технічний центр» державного підприємства
«Національна атомна енергогенеруюча компанія "Енергоатом"», Київ, Україна*

*Відповідальний автор: sermezhev@gmail.com

ВІДМІННІСТЬ ПОВЕРХНЕВОЇ СТРУКТУРИ ІЗОТОПІВ ВУГЛЕЦЮ, ЕФЕКТИ ЇЇ ВПЛИВУ НА РОЗРАХУНКИ ПЕРЕРІЗІВ РЕАКЦІЇ $^{13}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{10}\text{B})^{14}\text{C}$

Нещодавно опубліковані експериментальні кутові розподіли реакції $^{13}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{10}\text{B})^{14}\text{C}$ при енергії $E_{\text{лаб}}(^{11}\text{B}) = 45,0$ МеВ для переходів в основні стани ядер вихідного каналу, було проаналізовано за методом зв'язаних каналів реакцій (МЗКР), підставляючи для взаємодії $^{10}\text{B} + ^{14}\text{C}$ потенціали для систем ядер $^{10}\text{B} + ^{12-20}\text{C}$, отримані за допомогою методу подвійної згортки (DF) з використанням змодельованих форм розподілів нуклонів в ядрах ^{10}B та $^{12-20}\text{C}$. Метою дослідження була оцінка впливу поверхневої структури ізотопів $^{12-20}\text{C}$, відображеної відповідно у сконструйованих потенціалах для взаємодії $^{10}\text{B} + ^{12-20}\text{C}$, на результати МЗКР-розрахунків та їх порівнянні з експериментальними даними. Відмінність МЗКР-перерізів для прямої передачі нейтрона, як основного процесу, виявилася незначною при використанні DF-потенціалів, обчислених для систем ядер $^{10}\text{B} + ^{12-16}\text{C}$, у вихідному каналі цієї реакції. Тільки при використанні DF-потенціалів для систем $^{10}\text{B} + ^{17-20}\text{C}$ у вихідному каналі реакції $^{13}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{10}\text{B})^{14}\text{C}$ МЗКР-перерізи помітно відрізняються від експериментальних даних та відповідних перерізів з DF-потенціалом для системи $^{10}\text{B} + ^{14}\text{C}$, що є наслідком більш широких поверхневих розподілів нуклонів в ядрах $^{17-20}\text{C}$ порівняно з ^{14}C з модельного розрахунку їх густин. Оскільки в МЗКР-розрахунках реакцій передач існує сильний зв'язок між різними каналами, який значно може погіршувати дослідження впливу таких тонких ефектів як невелика різниця форм DF-потенціалів в області взаємодії ядер, вимірювання, наскільки можливо, кутових розподілів пружного та непружного розсіяння нестабільних ізотопів $^{15-20}\text{C}$ на різних мішенях є необхідним для дослідження як структури цих нестабільних ядер, так і їхніх ізотопічних відмінностей.

Ключові слова: метод зв'язаних каналів реакцій, оптичні потенціали, розподіли густини нуклонів.

1. Вступ

Вивчення ядер за межами лінії стабільності є актуальною, цікавою і складною задачею. У прямих експериментах, отримання перерізів взаємодії цих нестабільних ядер з ядрами мішеней можливо при використанні вторинних пучків, в яких ці нестабільні ядра утворюються. З аналізу повних перерізів реакцій, як наприклад за моделлю Глаубера, отримується інформація щодо радіусів цих ядер, розподілів густин протонів та нейтронів тощо. Кутові розподіли розсіяння дають можливість провести їхній аналіз за оптичною моделлю (ОМ) та методом зв'язаних каналів реакцій (МЗКР), де можна врахувати вплив різних динамічних процесів (збудження ядер, реакцій передач, розвалу в полі іншого ядра тощо) на значення розрахованих диференціальних перерізів.

Багато експериментальних і теоретичних робіт проводиться по вивченню таких екзотичних ядер типу «гало» як ^6He , ^{11}Li , ^{11}Be , ^{14}Be тощо.

Збільшення перерізів реакцій, злиття, перерізів підхвату нейтронів з цих ядер, порівняно з їхніми стабільними ізотопами, є наслідком просторово розмитої густини розподілу нуклонів у цих ядрах [1]. Також багато уваги приділяється і вивченню лінійки ізотопів вуглецю, від добре вивчених компактних ядер $^{12-14}\text{C}$ до ізотопів $^{15-22}\text{C}$, де з додаванням нейтронів спостерігаються різні структурні відмінності. Наприклад, ядро ^{15}C , яке має відносно низьку енергію зв'язку та валентний нейтрон в оболонці $2S_{1/2}$, вважається ядром типу «гало» [2, 3]. Н. Т. Fortune [4] проводив розрахунки радіусів розподілу матерії в ядрах $^{15-19}\text{C}$, закладаючи різні конфігурації валентних нейтронів у sd -оболонках. Автори роботи [5] провели експеримент по розсіянню ізотопів $^{14-17}\text{C}$ на протонах для вивчення розподілу матерії в цих ядрах: зроблено висновок, що ядро ^{15}C є типу «помірного гало», ^{16}C на поверхні має «нейтронну шкіру» (без прояву гало-структури), а ^{17}C може бути більш компактним ядром, ніж ^{16}C . З аналізу кутових розподілів непружного розсіяння

© Автор(и), 2025

Стаття опублікована ІЯД НАН України за умовами відкритого доступу за ліцензією [CC BY-NC 4.0](https://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/)

$^{16}\text{C} + p, d$ автори [6] отримали значення квадрупольної деформації ядра ^{16}C . Цікавий висновок щодо ядра ^{17}C зроблено авторами [7] з аналізу кутових розподілів квазіпружного розсіяння $^{17}\text{C} + ^{12}\text{C}$, які припускають, що ^{17}C є звичайним компактним ядром, оскільки кутові розподіли розсіяння $^{17}\text{C} + ^{12}\text{C}$ добре описуються МЗКР-розрахунками з оптичним потенціалом такої ж геометрії, як і для системи стабільних ядер $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$. У роботі [8], зокрема, вивчалася кореляція дінейтронних кластерів у ядрі ^{18}C . Вимірювання перерізів реакцій $^{19,20}\text{C} + p$ та їхній аналіз дали можливість авторам [9] отримати розподіли густини нуклонів у цих ядрах та підтвердити гало-структуру ядра ^{19}C .

У роботі [10] в аналітичній формі були змодельовані густини розподілів протонів і нейтронів у легких ядрах, зокрема в ізотопах $^{12-20}\text{C}$. У нашій попередній роботі [11] такі розподіли з [10] було використано для обчислення потенціалів для взаємодії ізотопів $^{10,11,12,13}\text{B}$ з ядром ^{12}C за методом подвійної згортки (DF) з їхнім подальшим використанням в ОМ та МЗКР-розрахунках диференціальних перерізів розсіяння та реакцій за участю цих ядер. Як було показано в [11], МЗКР-перерізи для пружного розсіяння $^{10,11}\text{B} + ^{12}\text{C}$ краще узгоджувалися з експериментальними даними на передніх кутах при використанні DF-потенціалів, обчислених для систем $^{12,13}\text{B} + ^{12}\text{C}$, натомість для реакцій $^{13}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{C})^{12}\text{B}$ та $^{14}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{C})^{13}\text{B}$ використання DF-потенціалів для систем ядер $^{10,11,12,13}\text{B} + ^{12}\text{C}$ для опису взаємодії ядер у вихідних каналах не сильно впливало на розраховані МЗКР-перерізи цих реакцій. Нещодавно, в [12] нами були опубліковані експериментальні дані реакції $^{13}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{10}\text{B})^{14}\text{C}$ при енергії $E_{\text{лаб}}(^{11}\text{B}) = 45$ МеВ та проведено їхній МЗКР-аналіз з використанням глобальних оптичних потенціалів у формі Вудса - Саксона з праці [13] для ядер $^{9-11,13-14}\text{C}$. Маючи ці експериментальні дані та потенціали DF для систем ядер $^{10}\text{B} + ^{12-20}\text{C}$, обчислені з використанням розподілів густин нуклонів у цих ядрах [10], цікаво перевірити, наскільки виявляться чутливими МЗКР-розрахунки для цієї реакції $^{13}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{10}\text{B})^{14}\text{C}$ при використанні у вихідному каналі різних потенціалів для взаємодії ^{10}B з ізотопами $^{12-20}\text{C}$, оскільки різниця ОМ-потенціалів у області взаємодії ядер (4 - 6 фм) є відзеркаленням різниці їхньої поверхневої структури.

2. Аналіз експериментальних даних

Експеримент з розсіяння іонів ^{11}B на мішені ^{13}C при енергії $E_{\text{лаб}}(^{11}\text{B}) = 45$ МеВ проводився на Варшавському циклотроні U-200P. Опис експе-

риментальної методики подано в нашій попередній праці [14], а типовий аналіз спектрів продуктів реакцій у роботі [15]. Отримані нові експериментальні дані реакції $^{13}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{10}\text{B})^{14}\text{C}$ при енергії $E_{\text{лаб}}(^{11}\text{B}) = 45$ МеВ для переходів в основні стани ядер вихідного каналу та низьколежачі збуджені стани ядра ^{10}B було опубліковано в нашій нещодавній роботі [12], де для їхнього аналізу за ОМ та МЗКР було використано модифікований енергетично-залежний потенціал для ізотопів $^{9-11,13-14}\text{C}$ у формі Вудса - Саксона з роботи [13].

У даній роботі, для МЗКР-аналізу (код FRESCO [16]) експериментальних даних реакції $^{13}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{10}\text{B})^{14}\text{C}$, потенціали взаємодії ядер вихідного каналу було обчислено за методом подвійної згортки за допомогою програми DFROT [17]:

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

$$V_{DF}(r) = \iint \rho_T(\vec{r}_1) \rho_P(\vec{r}_2) v_{12}(\vec{r}_2 - \vec{r}_1 + \vec{r}) d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 \quad (1)$$

тут N_R і N_I – нормувальні множники для дійсної та уявної частини, відповідно, $\rho_T(\vec{r}_1)$ та $\rho_P(\vec{r}_2)$ – розподіли густини нуклонів в ядрах мішені (Т) та налітаючого ядра (Р), та $v_{12}(\vec{r}_2 - \vec{r}_1 + \vec{r})$ – потенціал нуклон-нуклонної взаємодії, вибраний у наших розрахунках у формі МЗУ Рейда [18], та використано аналітичні форми розподілів густин протонів та нейтронів у ядрах ^{10}B та $^{12-20}\text{C}$ з роботи [10]. На рис. 1 показано порівняння радіальних залежностей розподілів густин нуклонів у ядрах $^{12,13}\text{C}$ та ^{14}C (а), ^{14}C та $^{15-17}\text{C}$ (б), ^{14}C та $^{18-20}\text{C}$ (в), а також обчислених DF-потенціалів для системи ядер $^{10}\text{B} + ^{14}\text{C}$ із системами $^{10}\text{B} + ^{12,13}\text{C}$ (г), $^{10}\text{B} + ^{14}\text{C}$ з $^{10}\text{B} + ^{15-17}\text{C}$ (д) та $^{10}\text{B} + ^{14}\text{C}$ з $^{10}\text{B} + ^{18-20}\text{C}$ (е). Оскільки розрахунки диференціальних перерізів реакцій у вихідному каналі є чутливими до вибору потенціалу взаємодії ядер вхідного каналу, для взаємодії ядер $^{11}\text{B} + ^{13}\text{C}$ вхідного каналу використано потенціал з найкращої підгонки з роботи [19]. Схему зв'язку каналів використано таку ж саму, як і у нашій попередній роботі [12], а саме: для реакції прямої передачі нейтрона (домінуючий процес) враховано передачі з основного стану ядра ^{11}B та збуджених станів 2, 125 МеВ ($1/2^-$), 4,445 МеВ ($5/2^-$) та 5,02 МеВ ($3/2^-$) ядра ^{11}B , оскільки, як було показано в [12], врахування передачі нейтрона з цих збуджених станів ядра ^{11}B покращує узгодження МЗКР-розрахунків з експериментальними даними. Крім того, враховано реорієнтацію ядра ^{10}B у вихідному каналі та взаємодію остовів ^{10}B та ^{13}C , між якими відбувається передача нейтрона, так само як у [12]. Значення нормувального множника для дійсної частини DF-потенціалу було зафіксовано як $N_R = 1,0$.

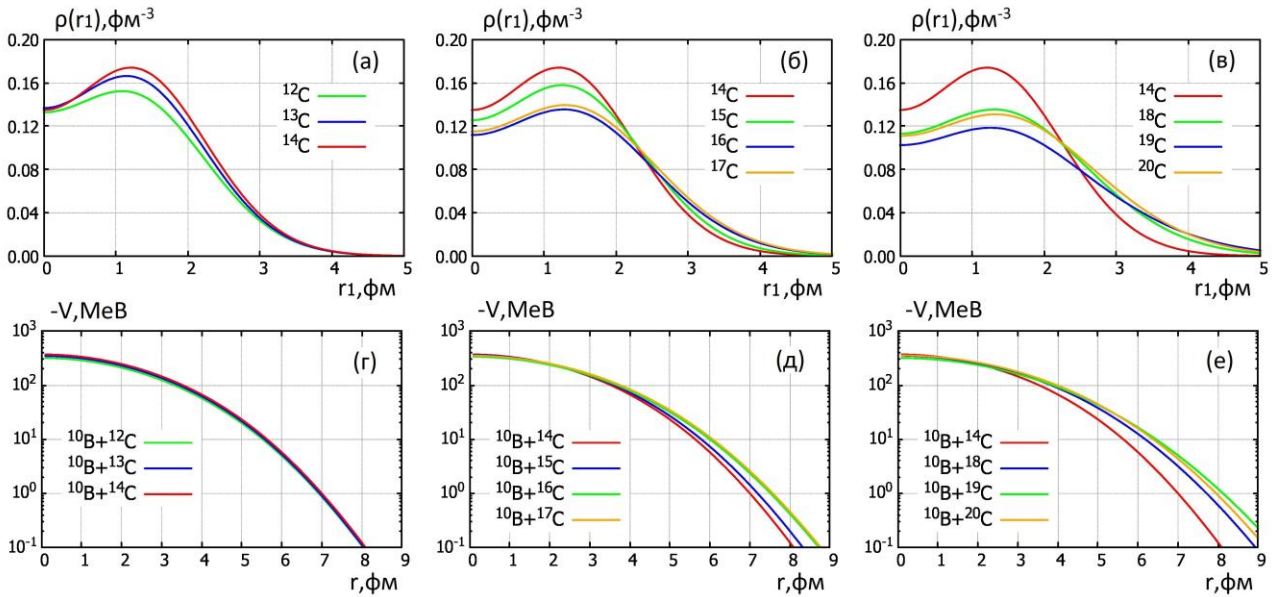


Рис. 1. Порівняння радіальних залежностей розподілів густин нуклонів в ядрах $^{12-14}\text{C}$ (а), $^{14-17}\text{C}$ (б), ^{14}C та $^{18-20}\text{C}$ (в), а також DF-потенціалів для систем ядер $^{10}\text{B} + ^{14}\text{C}$ з $^{10}\text{B} + ^{12,13}\text{C}$ (г), $^{10}\text{B} + ^{14}\text{C}$ з $^{10}\text{B} + ^{15-17}\text{C}$ (д) та $^{10}\text{B} + ^{14}\text{C}$ з $^{10}\text{B} + ^{18-20}\text{C}$ (е), обчислених, використовуючи ці розподіли густин нуклонів змодельованих у роботі [10]. (Див. кольоровий рисунок на сайті журналу.)

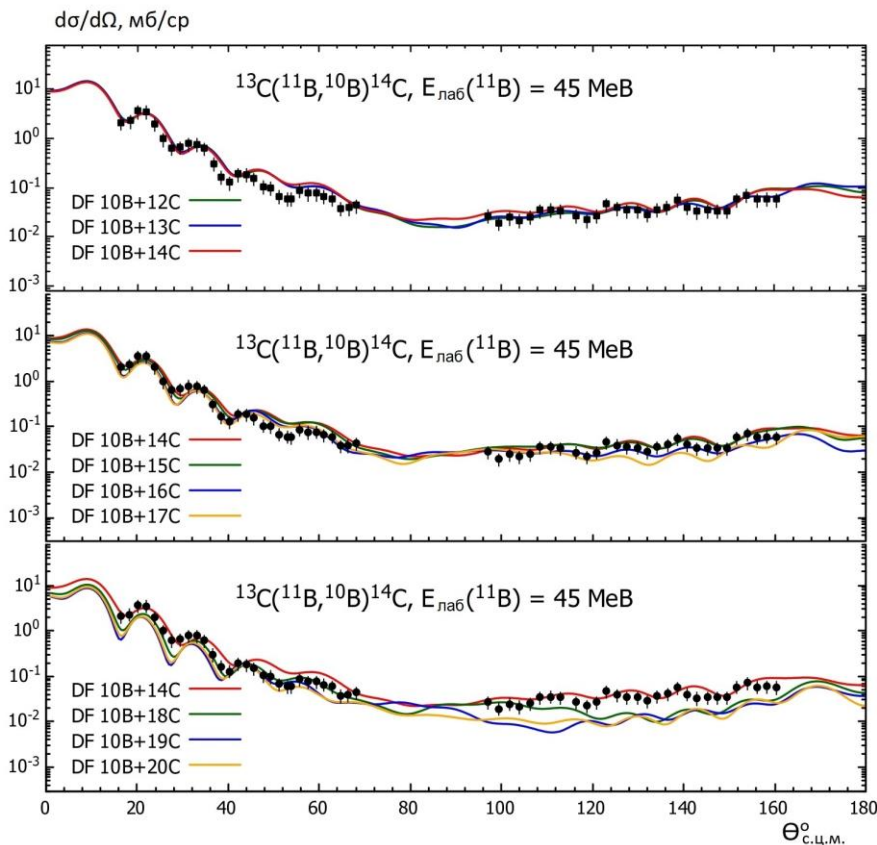


Рис. 2. Диференціальні перерізи реакції $^{13}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{10}\text{B})^{14}\text{C}$ при енергії $E_{\text{лаб}}(^{11}\text{B}) = 45,0 \text{ MeV}$ [12]. Криві – МЗКР-розрахунки з різними потенціалами DF, використаними у вихідному каналі реакції для системи ядер $^{10}\text{B} + ^{14}\text{C}$ (див. надписи на рисунку та текст). (Див. кольоровий рисунок на сайті журналу.)

МЗКР-перерізи реакції $^{13}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{10}\text{B})^{14}\text{C}$ при енергії $E_{\text{лаб}}(^{11}\text{B}) = 45,0 \text{ MeV}$ для передачі нейтрона, обчислені при використанні DF-потенціалу для системи ядер $^{10}\text{B} + ^{14}\text{C}$ вихідного каналу, показано на верхній панелі рис. 2 червоною

кривою. Для кращого узгодження розрахунків з експериментальними даними на передніх кутах, значення спектроскопічної амплітуди для системи $^{14}\text{C} \rightarrow ^{13}\text{C} + n$ було зменшено до $S_a = 1,0$ (значення $S_a = 1,347$ використовувалось у [12] з обчи-

слень за програмою DESNA), а значення нормувального множника $N_I = 0,08$ для уявної частини DF-потенціалу було використано з найкращої підгонки кривої до експериментальних даних на задніх кутах. Зеленою та блакитною кривими на рис. 2 показано розраховані МЗКР-перерізи цієї реакції при використанні у вихідному каналі DF-потенціалів для систем $^{10}\text{B} + ^{12}\text{C}$ та $^{10}\text{B} + ^{13}\text{C}$. Видно, що немає значної різниці між кривими, що вказує на компактність ядер $^{12,13,14}\text{C}$ у змодельованих гущинах нуклонів в [10] (див. також рис. 1, а).

На середній панелі рис. 2 показано порівняння МЗКР-перерізів при використанні DF-потенціалів для систем $^{10}\text{B} + ^{14}\text{C}$ (червона крива), $^{10}\text{B} + ^{15}\text{C}$ (зелена крива), $^{10}\text{B} + ^{16}\text{C}$ (блакитна крива) та $^{10}\text{B} + ^{17}\text{C}$ (жовта крива) у вихідному каналі реакції $^{13}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{10}\text{B})^{14}\text{C}$. Незважаючи на загальноприйнятий факт, що структура ядра ^{15}C , яка є ядром типу «галло», відрізняється від компактної структури ^{14}C , великої різниці між розрахованими диференціальними перерізами (червона та зелена криві) не помітно. Також не спостерігається великої різниці між червоною та блакитною кривими, що відповідають розрахункам з DF-потенціалами для систем $^{10}\text{B} + ^{14}\text{C}$ та $^{10}\text{B} + ^{16}\text{C}$. Тільки для системи ядер $^{10}\text{B} + ^{17}\text{C}$ (жовта крива) більше стає помітною відмінність МЗКР-перерізів порівняно з експериментальними даними та розрахунками з DF-потенціалом для системи ядер $^{10}\text{B} + ^{14}\text{C}$ (червона крива).

Різниця розрахованих МЗКР-перерізів для передачі нейтрона у реакції $^{13}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{10}\text{B})^{14}\text{C}$ стає більш помітною при використанні у вихідному каналі цієї реакції DF-потенціалів для систем ядер $^{10}\text{B} + ^{18}\text{C}$ (зелена крива), $^{10}\text{B} + ^{19}\text{C}$ (блакитна крива) та $^{10}\text{B} + ^{20}\text{C}$ (жовта крива), порівняно з $^{10}\text{B} + ^{14}\text{C}$ (червона крива), як показано на нижній панелі рис. 2. Значно ширші просторові розподіли густин нейтронів у цих ядрах $^{18,19,20}\text{C}$ порівняно з ^{14}C , змодельовані у роботі [10] та враховані при конструюванні потенціалів DF для систем ядер $^{10}\text{B} + ^{14}\text{C}$ та $^{10}\text{B} + ^{18-20}\text{C}$ (див. рис. 1, в), є причиною цієї помітної різниці.

З іншого боку, дослідження впливу таких тонких ефектів, як різниця поверхневих розподілів густин нуклонів у вихідних каналах реакцій передач, є менш надійним порівняно з пружним розсіянням з декількох причин: в МЗКР-розрахунках реакцій передач існує сильний зв'язок між вхідними та вихідними каналами. Також у реакціях передач бажано враховувати та визначити вплив більшості процесів, що можуть призводити до утворення ядер вихідного каналу: це одно- та двоступінчасті реакції передач, і переходи ядер вхідного каналу у збуджені стани з подальшим обміном нуклонів з цих збуджених станів, утворення компаунд-системи з подальшим її розпадом тощо. Тому дослідження різниці внутрішньої структури ізотопів більш доцільно робити, використовуючи кутові розподіли саме пружного розсіяння.

Середньоквадратичні радіуси розподілу матерії в ядрах $^{12-20}\text{C}$

Ядро	$\langle r_m^2 \rangle^{1/2}$, фм [10]	$\langle r_m^2 \rangle^{1/2}$, фм [20]	$\langle r_m^2 \rangle^{1/2}$, фм [5]	$\langle r_m^2 \rangle^{1/2}$, фм [9]
^{12}C	2,45(2)	2,35(2)	2,34(5)	–
^{13}C	2,43(4)	2,28(4)	–	–
^{14}C	2,44(6)	2,33(7)	2,42(5)	–
^{15}C	2,59(3)	2,54(4)	2,59(5)	–
^{16}C	2,83(3)	2,74(3)	2,70(6)	–
^{17}C	2,85(2)	2,76(3)	2,68(5)	–
^{18}C	2,94(4)	2,86(4)	–	2,82(4)
^{19}C	3,24(7)	3,16(7)	–	3,13(7)
^{20}C	3,09(6)	–	–	2,98(5)

У таблиці наведено значення середньоквадратичних радіусів (RMS) розподілу матерії в ядрах $^{12-20}\text{C}$, обчислених при використанні розподілів протонів та нейтронів у цих ядрах, змодельованих у [10], та з інших публікацій [5, 9, 20]. Для більшості ізотопів вуглецю значення RMS з [10] є більшими порівняно з відповідними значеннями з праць [5, 9, 20]. Але, оскільки розсіяння та реакції є процесами поверхневими, тільки невеликий прошарок оптичного потенціалу в області взаємодії ядер відіграє важливу роль в МЗКР-розрахунках, а його форма в області взаємодії

впливає на розраховані диференціальні перерізи. Тому саме відмінність форм розподілу нуклонів на поверхні ізотопів $^{12-20}\text{C}$, відповідно відображена при обчисленні DF-потенціалів, має відігравати важливу роль при дослідженні ізотопічних відмінностей при ОМ та МЗКР-аналізі кутових розподілів пружного розсіяння цих ізотопів на різних мішенях. Для нестабільних ядер як $^{15-20}\text{C}$, важливим також є врахування інших непружних процесів, як реакції передач нуклонів та розвалу, при аналізі даних пружного розсіяння, як на прикладі системи $^{15}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$ [3].

3. Основні результати та висновки

Експериментальні дані реакції $^{13}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{10}\text{B})^{14}\text{C}$ при енергії $E_{\text{лаб}}(^{11}\text{B}) = 45,0$ MeV для переходів у основні стани ядер вихідного каналу, опубліковані в [12], було проаналізовано в рамках МЗКР (код FRESKO [16]) для основного процесу – передачі нейтрона, застосовуючи для взаємодії ядер $^{10}\text{B} + ^{14}\text{C}$ вихідного каналу потенціали, отримані за допомогою методу подвійної згортки з використанням розподілів густин нуклонів в ядрах ^{10}B та $^{12-20}\text{C}$ змодельованих у роботі [10]. Для вхідного каналу цієї реакції використано потенціал для пружного розсіяння $^{11}\text{B} + ^{13}\text{C}$ з найкращої підгонки з роботи [19], а схему зв'язку каналів вибрано таку ж саму, як у роботі [12].

Метою проведення таких розрахунків була якісна оцінка впливу відмінностей змодельованих розподілів густин нуклонів у ядрах $^{12-20}\text{C}$ з [10], що відображається у відмінності форм DF-потенціалів, на отримані МЗКР-перерізи цієї реакції $^{13}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{10}\text{B})^{14}\text{C}$ при використанні цих DF-потенціалів для систем ядер $^{10}\text{B} + ^{14-20}\text{C}$ у вихідному каналі. МЗКР-перерізи для передачі нейтрона в реакції $^{13}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{10}\text{B})^{14}\text{C}$ при застосуванні у вихідному каналі цієї реакції DF-потенціалів для систем ядер $^{10}\text{B} + ^{12,13,14}\text{C}$, виявилися майже ідентичними. Також великої різниці в отриманих МЗКР-перерізах не спостерігалось при застосуванні DF-потенціалу для системи $^{10}\text{B} + ^{15}\text{C}$

замість $^{10}\text{B} + ^{14}\text{C}$, хоча внутрішня структура ядер ^{14}C та ^{15}C відрізняється, оскільки ^{15}C є ядром «гало». Найпомітніша різниця у розрахованих МЗКР-перерізах спостерігалася, коли у вихідному каналі цієї реакції $^{13}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{10}\text{B})^{14}\text{C}$ використовувалися DF-потенціали для систем $^{10}\text{B} + ^{18,19,20}\text{C}$, оскільки змодельовані розподіли густин нейтронів у цих ізотопах $^{18-20}\text{C}$ є значно ширшими порівняно з ^{14}C [10], що відповідно відображається при конструюванні DF-потенціалів для цих систем.

Реакції передач з виходом нестабільних ядер у вихідних каналах реакцій є альтернативним шляхом для вивчення властивостей цих ядер, порівняно зі складними прямими експериментами із застосуванням вторинних пучків. Але модельні розрахунки реакцій передач, як наприклад за МЗКР, можуть бути менш чутливими до тонкої різниці форм потенціалів взаємодії різних ізотопів з іншим ядром по причині впливу сильного зв'язку між вхідними та вихідними каналами, необхідності дослідження впливу та врахування різних двоступінчастих процесів для узгодження розрахунків з експериментальними даними тощо. Тому це вказує на потребу, наскільки можливо, вимірювання експериментальних кутових розподілів пружного та непружного розсіяння нестабільних ізотопів на різних мішенях, необхідних для вивчення властивостей цих ізотопів та відмінностей їхньої внутрішньої структури.

СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ / REFERENCES

1. A.A. Allami, A.A. Alzubadi. Study of the nuclear structure of some exotic nuclei using nonrelativistic and relativistic mean-field methods. *Int. J. Mod. Phys. E* 29 (12) (2020) 2050090.
2. A.N. Abdullah. Investigation of halo structure of neutron rich ^{14}B , ^{15}C , ^{19}C and ^{22}N nuclei in the two body model. *Int. J. Mod. Phys. E* 29(03) (2020) 2050015.
3. V.G. Távora et al. Strong coupling effects on near-barrier $^{15}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$ elastic scattering. *Phys. Lett. B* 855 (2024) 138770.
4. H.T. Fortune. Matter radii and configuration mixing in $^{15-19}\text{C}$. *Eur. Phys. J. A* 54 (2018) 73.
5. A.V. Dobrovolsky et al. Nuclear matter distributions in the neutron-rich carbon isotopes $^{14-17}\text{C}$ from intermediate-energy proton elastic scattering in inverse kinematics. *Nucl. Phys. A* 1008 (2021) 122154.
6. Y. Jiang et al. Quadrupole deformation of ^{16}C studied by proton and deuteron inelastic scattering. *Phys. Rev. C* 101 (2020) 024601.
7. Y.-S. Song et al. Quasielastic scattering of ^{17}C from a carbon target at 40 MeV/nucleon. *Eur. Phys. J. A* 54 (2018) 35.
8. K. Hagino, N. Takahashi, H. Sagawa. Strong dineutron correlation in ^8He and ^{18}C . *Phys. Rev. C* 77 (2008) 054317.
9. T. Yamaguchi et al. Nuclear reactions of $^{19,20}\text{C}$ on a liquid hydrogen target measured with the superconducting TOF spectrometer. *Nucl. Phys. A* 864 (2011) 1.
10. S. Ahmad, A.A. Usmani, Z.A. Khan. Matter radii of light proton-rich and neutron-rich nuclear isotopes. *Phys. Rev. C* 96 (2017) 064602.
11. S.Yu. Mezhevych et al. Potentials of interaction of $^{10,11,12,13}\text{B}$ isotopes with ^{12}C . *Nucl. Phys. At. Energy* 23 (2022) 164. (Ukr)
12. S.Yu. Mezhevych et al. Analysis of $^{11}\text{B} + ^{13,14}\text{C}$ scattering and $^{13}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{10}\text{B})^{14}\text{C}$ reaction data at $E_{\text{лаб}}(^{11}\text{B}) = 45$ MeV using energy dependent optical model systematics for carbon isotopes. *Phys. Scr.* 99 (2024) 105316.
13. Y.-L. Xu et al. Description of elastic scattering induced by the unstable nuclei $^9,^{10,11,13,14}\text{C}$. *Chin. Phys. C* 45 (2021) 114103.
14. S.Yu. Mezhevych 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* 724 (2003) 29.
15. 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 (2020) 1949.
16. I.J. Thompson. Coupled reaction channels calculations in nuclear physics. *Comp. Phys. Rep.* 7 (1988) 167.

17. J. Cook. DF POT – a program for the calculation of double folded potentials. *Comput. Phys. Commun.* 25 (1982) 125.
18. G. Bertsch et al. Interactions for inelastic scattering derived from realistic potentials. *Nucl. Phys. A* 284 (1977) 399.
19. S.Yu. Mezhevych et al. Cluster structure of ^{17}O . *Phys. Rev. C* 95 (2017) 034607.
20. R. Kanungo et al. Proton distribution radii of $^{12-19}\text{C}$ illuminate features of neutron halos. *Phys. Rev. Lett.* 117 (2016) 102501.

**S. Yu. Mezhevych^{1,*}, O. A. Ponkratenko¹, Yu. M. Stepanenko¹, V. V. Uleshchenko¹, A. A. Rudchik¹,
V. M. Kyrianchuk², Yu. O. Shyrma¹, Yu. S. Roznyuk¹, I. I. Vertegel¹**

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

²*Scientific and Technical Center of National Nuclear Energy Generating Company “Energoatom”, Kyiv, Ukraine*

*Corresponding author: sermezhev@gmail.com

THE DIFFERENCE OF THE SURFACE STRUCTURE OF CARBON ISOTOPES, ITS IMPACT ON THE CALCULATIONS OF THE $^{13}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{10}\text{B})^{14}\text{C}$ REACTION CROSS SECTIONS

Recently published experimental angular distributions of the reaction $^{13}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{10}\text{B})^{14}\text{C}$ at $E_{\text{lab}}(^{11}\text{B}) = 45.0$ MeV for transitions to the ground states of exit channel nuclei, were analyzed within coupled-reaction-channels method (CRC), applying for $^{10}\text{B} + ^{14}\text{C}$ interaction the potentials for systems $^{10}\text{B} + ^{12-20}\text{C}$ that were obtained by means of the double-folding method (DF) using modelled shapes for the distributions of nucleons in ^{10}B and $^{12-20}\text{C}$ nuclei. This research aimed to investigate the influence of the surface structure of $^{12-20}\text{C}$ isotopes, reflected accordingly in the constructed potentials for the interaction of $^{10}\text{B} + ^{12-20}\text{C}$, on the results of CRC-calculations and their agreement with experimental data. The difference of CRC cross sections for the direct transfer of a neutron, as the main reaction mechanism, was found to be small when applying DF-potentials calculated for systems $^{10}\text{B} + ^{12-16}\text{C}$ in the exit channel of this reaction. Only with DF-potentials for $^{10}\text{B} + ^{17-20}\text{C}$ systems used in the exit channel of the reaction $^{13}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{10}\text{B})^{14}\text{C}$ a more notable difference of CRC cross sections against the experimental data and those used for the system $^{10}\text{B} + ^{14}\text{C}$ was observed, what originates from more diffuse density distributions of nucleons modelled on the surfaces of isotopes $^{17-20}\text{C}$ in comparison with ^{14}C . As CRC-calculations of transfer reactions are affected by strong couplings between different channels, what can deteriorate the investigation of the influence of slight differences in the shapes of DF-potentials in the interaction region, the measurements of angular distributions for the elastic and inelastic scattering of unstable $^{15-20}\text{C}$ isotopes from different targets are desirable, as far as possible, for the investigation of their internal structure and isotopic differences.

Keywords: coupled-reaction-channels method, optical potentials, nucleon density distributions.

Надійшла / Received 30.12.2024