

В. В. Улещенко^{1,*}, К. Кемпер^{2,3}, Є. І. Коций⁴, С. М. Лук'янов⁵, О. А. Понкратенко¹,
А. А. Рудчик¹, А. Т. Рудчик¹, К. Русек², Ю. М. Степаненко¹, Ю. О. Ширма¹

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

² Лабораторія важких іонів Варшавського університету, Варшава, Польща

³ Університет штату Флорида, Таллахассі, США

⁴ Циклотронний інститут, Техаський А&М університет, Коледж Стейшн, США

⁵ Лабораторія ядерних реакцій імені Г. М. Фльорова, ОІЯД, Дубна, Росія

*Відповідальний автор: vuleshch@kinr.kiev.ua

ЕНЕРГЕТИЧНА ЗАЛЕЖНІСТЬ ПРУЖНОГО РОЗСІЯННЯ ДЕЙТРОНІВ З ЕНЕРГІЯМИ $E_d = 1 \div 28$ MeV НА ІЗОТОПАХ БЕРИЛІЮ

Виконано систематичний аналіз пружного розсіяння дейтронів на ізотопах берилію ^{7,9,10,11}Be в діапазоні енергій $E_d = 1 \div 28$ MeV. Побудовано енергетично залежний потенціал для системи $d + {}^9\text{Be}$, що забезпечує якісний опис експериментальних даних з урахуванням характеристик зміни дифракційної картини розсіяння з ростом енергії. За допомогою порівняльного аналізу характеристик диференціальних перерізів розсіяння дейтронів на різних ізотопах продемонстровано загальну регулярну поведінку пружного розсіяння в таких системах з плавною зміною картини розсіяння при зміні енергії зіткнення чи маси мішені. Виявлено відхилення від такої регулярної поведінки в експериментальних результатах розсіяння в системі $d + {}^{11}\text{Be}$ при $E_d = 5,6$ MeV.

Ключові слова: пружне розсіяння, оптична модель, енергетична залежність.

1. Вступ

Для вивчення внутрішньої структури ядер віддавна активно та успішно використовуються реакції зриву та підхвату з дейтронами. Останнім часом вони також активно використовуються в експериментах на радіоактивних пучках, які дають унікальні можливості вивчення властивостей екзотичних ядер [1]. Найчастіше отримання відомостей про структуру ядер базується на розумінні процесів взаємодії, описаних у методі зв'язаних каналів реакцій, що почався з оптичної моделі і борнівського наближення деформованих хвиль. Такі методи потребують знання потенціалів взаємодії ядер у вхідних і вихідних каналах реакцій, для різних пар ядер при різних значеннях енергії відносного руху. Це утримує інтерес до побудови глобальних оптичних потенціалів взаємодії дейтронів з різними ядрами, як незалежних від енергії (див. наприклад, [2, 3]), так і з явною енергетичною залежністю [4 - 6].

Реакції зриву та підхвату застосовувались, зокрема, і до вивчення властивостей ізоотопів берилію (див. наприклад, [7]). Сімейство ізоотопів берилію викликає значний інтерес з огляду на цікавий

набір унікальних властивостей в одному ряду: визнане гало-ядро ¹¹Be, розпадне ядро ⁸Be, що взагалі може вивчатись тільки у вихідних каналах реакцій [8]. Навіть стабільний ізоотоп берилію ⁹Be (єдиний) є досить слабо зв'язаним і має стійкі ознаки більш розтягнутого розподілу матерії, ніж сусідні стабільні, а часом навіть і радіоактивні ядра 1p-оболонки [9]. При цьому на даний час не було досягнуто адекватного кількісного опису взаємодії дейтронів з ізотопами берилію у досліджуваному енергетичному діапазоні, необхідного для отримання достовірних відомостей про структуру ядер. Так, єдиний у літературі глобальний оптичний потенціал, який включає взаємодію дейтронів із стабільним ізоотопом берилію ⁹Be [6], не забезпечує задовільного опису експериментальних даних $d + {}^9\text{Be}$ -розсіяння при енергіях $E_d < 20$ MeV, особливо в задній півсфері.

З огляду на це все взаємодія дейтронів з ізотопами берилію виглядає надзвичайно цікавою. У даній роботі як перший крок аналізується тільки пружне розсіяння, бо саме пружне розсіяння є базою для визначення оптичного потенціалу, обов'язкового для наступного аналізу будь-яких складніших процесів.

2. Форма потенціалу взаємодії та параметризація енергетичної залежності

Традиційно для підходу оптичної моделі повний потенціал взаємодії виражався в даній роботі у вигляді суми дійсної $V(r)$ та уявної $W(r)$ частин оптичного ядерного потенціалу, а також кулонівського потенціалу $V_C(r)$:

$$U(r) = V(r) + iW(r) + V_C(r). \quad (1)$$

Для кулонівської взаємодії використовувався потенціал рівномірно зарядженої кулі

$$V_C(r) = \begin{cases} \frac{Z_T Z_P e^2}{2R_C} \left(3 - \frac{r^2}{R_C^2} \right), & r \leq R_C, \\ \frac{Z_T Z_P e^2}{r}, & r \geq R_C, \end{cases} \quad (2)$$

де Z_P і Z_T – зарядові числа ядер P і T відповідно; e – абсолютне значення заряду електрона, а

$$R_C = r_C \cdot A_T^{1/3}, \quad (3)$$

де $r_C = 1,3$ фм – параметр радіуса кулонівської взаємодії ядер, який не змінювався у всіх розрахунках; A_T – масове число ядра мішені T .

Комплексний оптичний потенціал подавався за допомогою форм-факторів Вудса - Саксона (WS) для об'ємної та поверхневої компонент

$$f(r, R, a) = \left[1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right) \right]^{-1}, \quad (4)$$

$$g(r, R, a) = (-4a) \cdot \frac{d}{dr} f(r, R, a) = 4 \exp\left(\frac{r-R}{a}\right) \cdot \left[1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right) \right]^{-2}. \quad (5)$$

Припускалося, що дійсна частина (r) ядерного потенціалу має тільки об'ємну частину, а уявна може мати об'ємну (v) та поверхневу (s) компоненти форми WS:

$$V(r) = -V_0 f(r, R_r, a_r), \quad (6)$$

$$W(r) = -W_v f(r, R_v, a_v) - W_s g(r, R_s, a_s). \quad (7)$$

Енергетична залежність потенціалів виражалась в енергетичній залежності параметрів з виразів (6) і (7). Параметричні функції для опису такої енергетичної залежності були взяті такого самого типу, як у роботі [6]. Щоправда, ми не бачимо жодного серйозного підґрунтя під зробленим у цій роботі припущенням про однаковість параметрів дифузностей і радіусів поверх-

невої та об'ємної компонент уявної частини потенціалу. Тому в нашій роботі всі ці параметри є незалежними. Крім цього, самі вирази для енергетичних залежностей були дещо спрощені порівняно з [6], оскільки в даній роботі потенціал шукався тільки для однієї пари ядер.

Дифузності всіх трьох компонент ядерного потенціалу вважалися незалежними від енергії зіткнення E , а їхні радіуси, а також глибина дійсної частини – залежними лінійно.

$$R_i(E) = A_T^{1/3} (r_i' + r_{ie}' \cdot E) \quad \text{з } i = r, v, s, \quad (8)$$

$$V_0(E) = V_r' + V_e \cdot E. \quad (9)$$

Для глибин об'ємної та поверхневої компонент уявної частини оптичного потенціалу залежність від енергії зіткнення є трішки складнішою:

$$W_i(E) = \frac{W_{i0}}{\left[1 + \exp\left(\frac{W_{ie0}' - E}{W_{iew}}\right) \right]} + W_i'', \quad i = v, s. \quad (10)$$

Сталі значення глибин уявних компонент потенціалу W_i'' були додані для зручного подання параметрів потенціалів, незалежних від енергії.

Для порівняння з потенціалами роботи [6] потрібно врахувати зв'язок між параметрами, що використовуються в роботі [6] і в нашій роботі. Так, параметри нашої енергетичної залежності параметрів радіусів r_i' та r_{ie}' у формулі (8) розраховуються за допомогою параметрів r_i , $r_i^{(0)}$ та r_{ie} з роботи [6]:

$$r_i' = r_i + (r_i^{(0)} - r_{ie} \cdot E_C) A_T^{-1/3}, \quad r_{ie}' = r_{ie} \cdot A_T^{-1/3} \quad \text{для } i = r, v, s. \quad (11)$$

Тут і далі $E_C = 2,556$ МеВ – установлений у [6] параметр висоти кулонівського бар'єра для системи $d + {}^9\text{Be}$. Параметри V_e , W_{i0} та W_{iew} з формул (9) і (10) збігаються в обох параметризаціях. А параметри V_r' та W_{ie0}' для формул (9) і (10) розраховуються використовуючи також V_i та W_{ie0} з роботи [6]:

$$V_r' = V_r - V_e \cdot E_C, \quad W_{ie0}' = W_{ie0} + E_C \quad \text{для } i = v, s. \quad (12)$$

3. Дані, включені до аналізу, та процедура пошуку параметрів потенціалів

Для визначення параметрів оптичного потенціалу було використано всі дані з пружного розсіяння дейтронів на ядрах ${}^9\text{Be}$, які вдалося знайти у джерелах наукової літератури. Сумарно аналізувалось 34 кутових розподіли диференціальних

перерізів у діапазоні енергій від 0,5 до 14 МеВ на нуклон (табл. 1).

До аналізу поведінки екстремумів диференціальних перерізів розсіяння залежно від енергії були включені також дані з пружного розсіяння дейтронів на інших ізотопах берилію ${}^7,{}^{10},{}^{11}\text{Be}$ (див. табл. 1). Сумарно по всіх ізотопах було додано 8 кутових розподілів. Включено практично всі дані, які вдалося знайти в літературних джерелах. З відомих нам не включений один кутовий розподіл $d + {}^{10}\text{Be}$ -розсіяння при енергії $E_d = 112$ МеВ [30], оскільки він сильно випадає з енергетичного діапазону, покритого вимірюваннями на інших ізотопах.

Таблиця 1. Інформація про дані, включені до аналізу

Мішень	E_d , МеВ	Літ.
${}^9\text{Be}$	1,1, 1,3, 1,5, 1,7, 1,9, 2,3, 2,5	[10]
	2,0, 2,8	[11]
	4,0, 5,0, 5,5, 6,0, 6,5, 7,0, 7,5, 8,0, 8,5, 9,0, 9,5, 10,0, 10,5, 11,0	[12]
	4,5, 5,5	[13]
	6,3	[14]
	7,0	[15]
	11,8	[16]
	12,8	[17]
	13,6	[18, 19]
	14,3	[20]
	15,0	[21]
	15,8	[22]
	24,0	[23]
27,7	[24]	
${}^{10}\text{Be}$	12,0, 15,0, 18,0, 21,4	[25]
${}^{11}\text{Be}$	5,6	[26]
	53,8	[27]
${}^7\text{Be}$	5,5	[28]
	55,0	[29]

Підгонка теоретичних кривих, розрахованих за оптичною моделлю, до експериментальних даних для диференціальних перерізів пружного розсіяння виконувалась методом мінімізації критерію χ^2 . Тобто мінімізувалось значення величини

$$\chi^2 = \frac{1}{N} \sum_m N_m \chi_m^2, \quad (13)$$

$$\chi_m^2 = \frac{1}{N_m} \sum_{i=1}^{N_m} \left| \frac{\sigma_{m,\text{theor}}(\theta_i, P) - \sigma_{m,\text{exp}}(\theta_i)}{\Delta\sigma_{m,\text{exp}}(\theta_i)} \right|^2, \quad (14)$$

$$N = \sum_m N_m \quad (15)$$

де $\sigma_{m,\text{theor}}(\theta_i, P)$, $\sigma_{m,\text{exp}}(\theta_i)$ і $\Delta\sigma_{m,\text{exp}}(\theta_i)$ - теоретичні та експериментальні диференціальні перерізи пружного розсіяння та їхні похибки відповідно

для енергії налітаючого іона E_m , m – порядковий номер енергії; N_m – число експериментальних точок диференціальних перерізів для енергії E_m ; P – параметри енергетично залежного потенціалу. Для забезпечення рівного впливу всіх експериментальних точок на результати підгонки експериментальна похибка завжди приймалася рівною 10 %. Так робиться в більшості робіт з пошуку параметрів оптичних потенціалів при аналізі пружного розсіяння.

Теоретичні розрахунки в рамках оптичної моделі виконувалися з використанням програми FRESKO [31].

4. Результати пошуку потенціалів

4.1. Потенціал без енергетичної залежності

Першим кроком був пошук оптимального незалежного від енергії оптичного потенціалу, який забезпечував би якісний опис експериментальних даних з пружного $d + {}^9\text{Be}$ -розсіяння у всьому аналізованому діапазоні енергій $1 < E_d < 28$ МеВ. У результаті підгонки одночасно до всіх $d + {}^9\text{Be}$ даних, наведених у табл. 1, було отримано декілька наборів параметрів для потенціалів з двома різними поданнями уявної частини: чисто об'ємна та об'ємна з поверхневою. Два найкращі з отриманих наборів параметрів P1 та P2, а також відповідні їм значення χ^2 виписані у другому та третьому стовпцях табл. 2, де наведено інформацію про всі оптичні потенціали, що використовувались у даній роботі (набори параметрів DA1p, який відповідає роботі [6], та P3 обговорюються в пункті 4.2).

Таблиця 2. Параметри оптичних потенціалів

Параметр	Потенціал			
	P1	P2	DA1p [6]	P3
V'_r	142	349	99,6	163
V_e	–	–	–0,279	–1,0
r'_r	0,462	0,122	1,028	0,823
r'_{re}	–	–	0,00056	–0,01
a_r	1,12	0,987	0,776	0,935
W_{v0}	–	–	11,5	16,1
W_{s0}	–	–	7,56	35,7
r'_{v}	1,395	1,064	2,042	1,787
r'_{ve}	–	–	–0,00216	–0,014
r'_s	–	1,904	2,042	2,268
r'_{se}	–	–	–0,00216	–0,020
a_v	0,504	1,873	0,744	1,391
a_s		0,403	0,744	0,259
W'_{ve0}	–	–	20,66	16,1
W_{vew}	–	–	5,97	11,2
W'_{se0}	–	–	16,86	20
W_{sew}	–	–	–4,55	–0,1
W''_{v}	757	4,2	0	0
W''_s	–	34,2	0	0
χ^2	10,4	6,6	21	4,1

Якість опису даних із пружного $d + {}^9\text{Be}$ -розсіювання оптичною моделлю (ОМ) з отриманими незалежними від енергії потенціалами наведено на рис. 1 і 2. Точкова лінія відповідає ОМ-розра-

хункам з потенціалом P1 з об'ємною уявною компонентою, суцільна лінія – розрахунком з потенціалом P2, що має також поверхневу уявну компоненту.

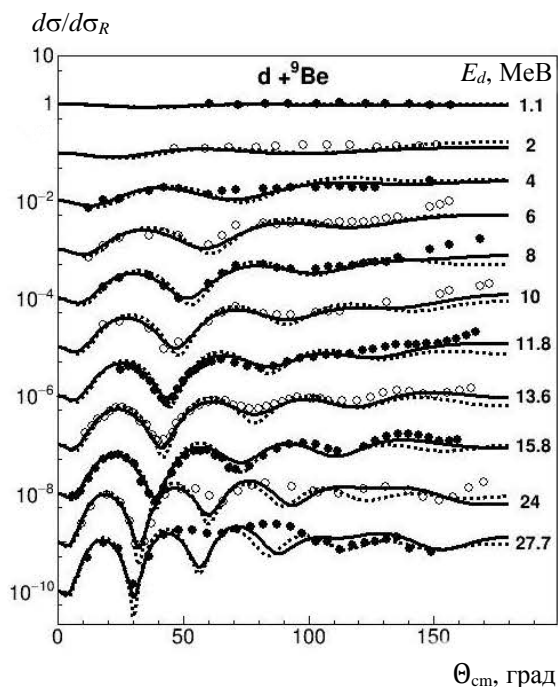


Рис. 1. Диференціальні перерізи пружного розсіювання $d + {}^9\text{Be}$ (у відношенні до перерізу Резерфорда) у залежності від кута розсіювання в системі центра мас для 11 вибраних енергій пучка дейтронів. Верхній розподіл поданий у власній шкалі, кожний наступний розподіл помножений на масштабний множник 10^{-1} по відношенню до попереднього. (Посилання на експериментальні дані наведено у табл. 1. Криві описано в тексті.)

Добре видно, що ні один з наведених енергетично незалежних оптичних потенціалів, а вони є найкращими, які вдалося знайти, не можуть забезпечити якісний опис пружного $d + {}^9\text{Be}$ -розсіювання в усьому аналізованому енергетичному діапазоні $0,5 < E < 14$ МеВ/нуклон. Не дивлячись на досить невелике значення χ^2 , теоретичні криві добре відтворюють характерні особливості ходу експериментальних точок тільки в певній частині діапазону енергій, що розглядається. Особливо добре це видно на рис. 2, де диференціальні перерізи розсіювання подані як залежні від переданого імпульсу $q = 2k \cdot \sin(\Theta_{\text{cm}}/2)$, де $k = (2\mu E_{\text{cm}})^{1/2}$ - хвильове число, μ - приведена маса ядер, що зіштовхуються, E_{cm} – енергія зіткнення в системі центра мас. Більш-менш постійне положення у шкалі переданого імпульсу зберігає тільки перший з видимих дифракційних максимумів перерізу. А починаючи з другого, який відповідає передній півсфері для енергій $E_d > 6$ МеВ, дифракційні максимуми поступово змінюють своє положення з ростом енергії в бік більших зна-

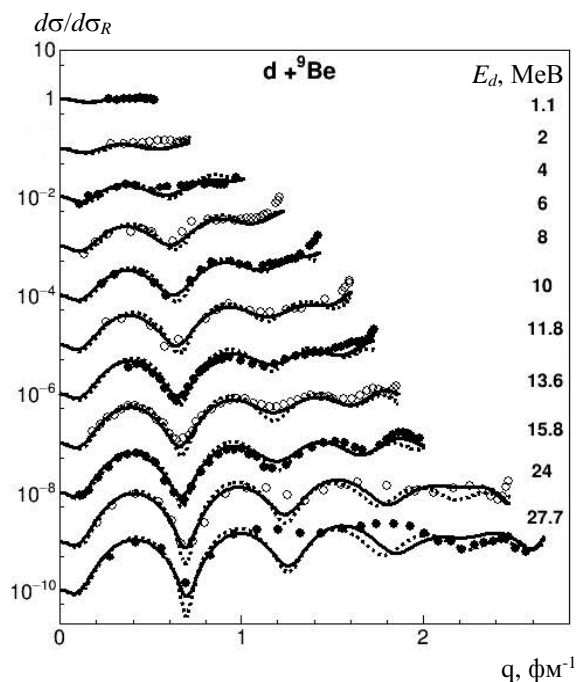


Рис. 2. Такі самі диференціальні перерізи, як на рис. 1, але залежно від переданого імпульсу.

чень q . Варто відзначити, що така тенденція досить систематично спостерігається у пружному розсіюванні ядер [32]. Більш детальний розгляд поведінки диференціальних перерізів $d + {}^9\text{Be}$ -розсіювання у своїх максимумах описано в розділі 5. Він повністю підтверджує висновок про необхідність явної енергетичної залежності оптичного потенціалу взаємодії ядер $d + {}^9\text{Be}$.

4.2. Енергетично залежні потенціали

Система $d + {}^9\text{Be}$ вивчається віддавна і вже включалася до глобальних аналізів процесів розсіювання, коли метою є побудова одного глобального оптичного потенціалу для взаємодії певної категорії ядер у широкому діапазоні енергій зіткнення (див., наприклад, [6]). І хоча часом такі спроби є досить успішними, виглядає так, що взаємодія дейтронів з легкими ядрами з $A < 10$ проявляє занадто багато індивідуальних рис і не вписується в такі глобальні підходи. Наприклад, у роботі [6] вдалося побудувати один глобальний

енергетично залежний потенціал для взаємодії дейтронів з усіма стабільними ядрами Ір-оболонки, важчими за берилій ($3 < A < 19$), але для ядер початку Ір-оболонки – ${}^6\text{Li}$ чи ${}^9\text{Be}$ – успіхи такого підходу виявились набагато скромнішими. Найімовірнішою причиною такої індивідуальності взаємодії вказаних ядер з дейтронами є вплив їхньої внутрішньої структури, зокрема малої енергії зв'язку (відокремлення нейтрона) та, відповідно значно більшою середньою відстанню цього нейтрона від центра ядра.

Застосування глобального енергетично залежного потенціалу DA1p, побудованого в [6], до опису даних, аналізованих тут, не дає задовільних результатів. На рис. 3 і 4 точковою лінією показано ОМ-криві, розраховані з потенціалом DA1p. Як

видно, даний потенціал забезпечує загалом досить непоганий опис експериментальних даних на передніх кутах, але в задній півсфері ОМ-передбачення, розраховані з даним потенціалом, можуть дуже істотно відхилитись від експериментальних даних. Інколи такий відхід теоретичних кривих від даних починається вже в передній півсфері (наприклад, починаючи вже з 60° у діапазоні енергій 11 - 15 MeV). Така поведінка має наслідком досить велике значення $\chi^2 \sim 20$. Загалом опис експериментальних даних потенціалом DA1p складно назвати задовільним, що ймовірно пов'язано з тим, що при пошуку цього потенціалу використовувались дані в більш високому енергетичному діапазоні 4,5 - 171 MeV.

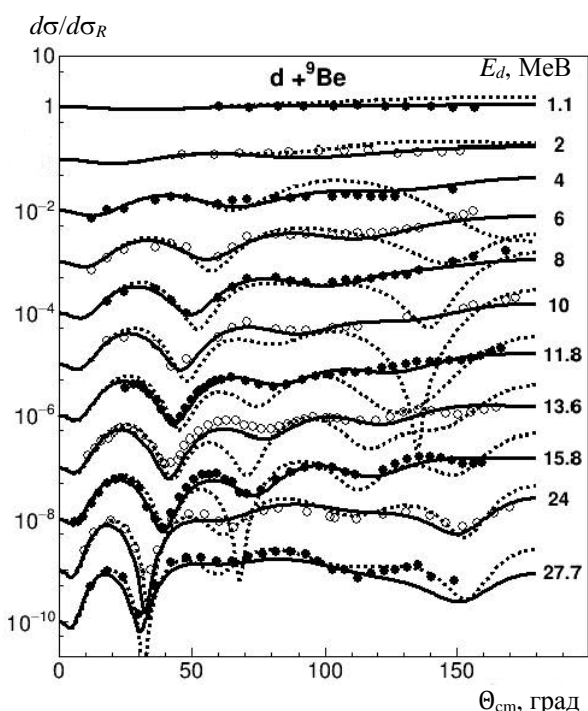


Рис. 3. Такі самі диференціальні перерізи пружного розсіяння $d + {}^9\text{Be}$, як на рис. 1, з ОМ-кривими, розрахованими з енергетично залежними потенціалами P3 (суцільна лінія) та DA1p з роботи [6] (точкова лінія). (Параметри потенціалів наведено в табл. 2.)

Але враховуючи успішне відтворення потенціалом DA1p енергетичної залежності взаємодії дейтронів з ядрами, важчими за берилій, пошук енергетично залежного потенціалу для випадку взаємодії дейтронів з ядрами ${}^9\text{Be}$ виконувався на базі функціональних залежностей DA1p. Апроксимаційні функції залежності потенціалу від енергії описано в розділі 2.

За результатами підгонки до експериментальних даних було знайдено індивідуальний енергетично залежний потенціал взаємодії дейтронів з ядрами ${}^9\text{Be}$. Значення параметрів знайденого потенціалу наведено в табл. 2, де також наведено відповідне йому значення $\chi^2 = 4,1$ при описі пов-

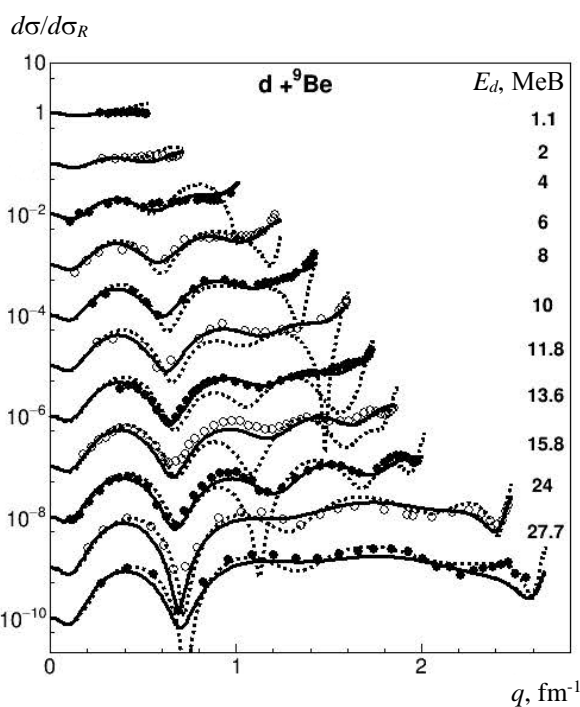


Рис. 4. Такі самі диференціальні перерізи, як на рис. 3, але залежні від переданого імпульсу.

ного набору експериментальних даних пружного розсіяння $d + {}^9\text{Be}$. Якість опису продемонстровано на рис. 3 і 4 суцільною кривою. Легко помітити цілком задовільний опис усіх аналізованих даних у повних енергетичному та кутовому діапазонах.

5. Енергетична еволюція дифракційної картини

У розділі 4 було відзначено, що положення дифракційних максимумів у перерізах $d + {}^9\text{Be}$ -розсіяння проявляють чітку тенденцію до зміщення з ростом енергії в бік більших значень переданого імпульсу. Для кількісної перевірки

цього спостереження було виконано детальний аналіз поведінки положень екстремумів у перерізах $d + {}^9\text{Be}$ відповідно до процедури, описаної у [32]. На рис. 5 кілочками (незаповнені кружечки) показано положення максимумів експериментальних диференціальних перерізів пружного $d + {}^9\text{Be}$ -розсіяння у шкалі переданого імпульсу залежно від енергії пучка дейтронів. Чітко видно

систематичну тенденцію до збільшення значення переданого імпульсу, що відповідає другому, а особливо третьому і четвертому максимумам, при збільшенні енергії зіткнення. На рис. 6 положення максимумів показано також у шкалі кута розсіяння. Видно, що систематична поведінка максимумів диференціальних перерізів зберігається навіть у задній півсфері розсіяння.

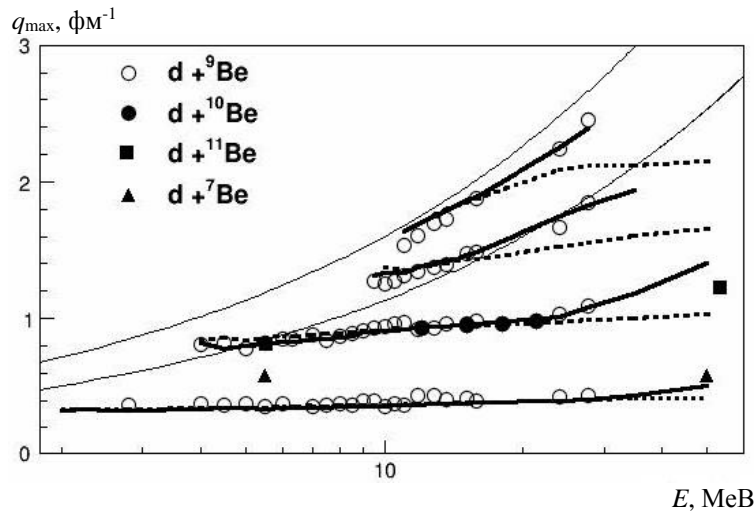


Рис. 5. Положення дифракційних максимумів диференціальних перерізів пружного розсіяння у шкалі переданого імпульсу залежно від енергії зіткнення. Суцільні криві відображають ОМ-перерізи з енергетично залежним потенціалом P3 (див. табл. 2), короткоштрихові – з енергетично незалежним потенціалом (P2 в табл. 2). Дві тонкі криві, що йдуть дугою з нижнього лівого до верхнього правого кута рисунка, відповідають значенням кута розсіяння 90 і 180°.

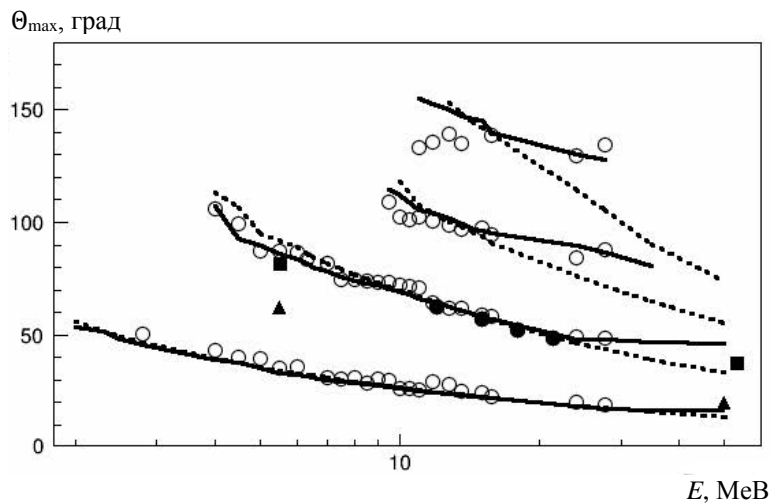


Рис. 6. Такі самі положення максимумів диференціальних перерізів, як на рис. 5, але у шкалі кута розсіяння залежно від енергії зіткнення.

Кривими на рисунках нанесено результати ОМ-розрахунків. Положення максимумів у диференціальних перерізах, розрахованих з енергетично незалежним потенціалом P2, показано короткоштриховою лінією, з енергетично залежним потенціалом P3 – суцільною. Як видно, оптична модель з енергетично залежним потенціалом P3 цілком коректно відтворює еволюцію положень максимумів з енергією. З енергетично незалежним потенціалом ОМ-максимуми еволю-

ціонують у потрібному напрямку, але недостатньо швидко. Тобто оптична модель з незмінними параметрами (незалежними від енергії) сама по собі генерує певну еволюцію дифракційної картини зі зміною енергії зіткнення. Інколи цього є достатньо для того, щоб коректно відтворити еволюцію максимумів в експериментальних даних [33], але у випадку пружного розсіяння в системі $d + {}^9\text{Be}$ в діапазоні 0,5 - 15 MeV на нуклон така еволюція ОМ-перерізів не встигає за

розтягненням експериментальної дифракційної картини, що є ще одним аргументом на користь істотної залежності потенціалу $d + {}^9\text{Be}$ -взаємодії від енергії.

На даних рисунках нанесено також положення максимумів в експериментальних диференціальних перерізах розсіяння дейтронів на інших ізотопах берилію ${}^{7,10,11}\text{Be}$. Раніше вже спостерігалась системна поведінка таких екстремумів у випадку розсіяння одного пучка на різних мішенях [34, 9], тому дуже цікавим видавалось виконати порівняння розсіяння дейтронів на мішені ${}^9\text{Be}$ з розсіянням на радіоактивних ізотопах берилію, для яких є істотно менше експериментальних даних. Загалом можна зазначити, що поведінка дифракційної картини розсіяння дейтронів є дуже близькою для всіх ізотопів берилію. Можна зробити висновок, що системи $d + {}^{10,11}\text{Be}$ мають дифракційний радіус, близький за величиною до

ядра системи $d + {}^9\text{Be}$, а система $d + {}^7\text{Be}$ має дифракційний радіус помітно менший.

Побудова оптичних потенціалів для випадків розсіяння $d + {}^{7,10,11}\text{Be}$ не виконувались з огляду на невелику кількість наявних експериментальних даних, що не дає можливості для систематичного ОМ-аналізу з побудовою потенціалу, особливо енергетично залежного потенціалу.

Цікавим є також питання, яку поведінку демонструють значення перерізів у своїх дифракційних максимумах. Відомо, що у випадку розсіяння ${}^{12}\text{C} + {}^{16}\text{O}$ тут також спостерігається доволі систематична поведінка з гладкою залежністю від енергії [34].

На рис. 7 показано значення експериментальних та теоретичних перерізів розсіяння в перших чотирьох дифракційних максимумах перерізів розсіяння дейтронів на ізотопах берилію.

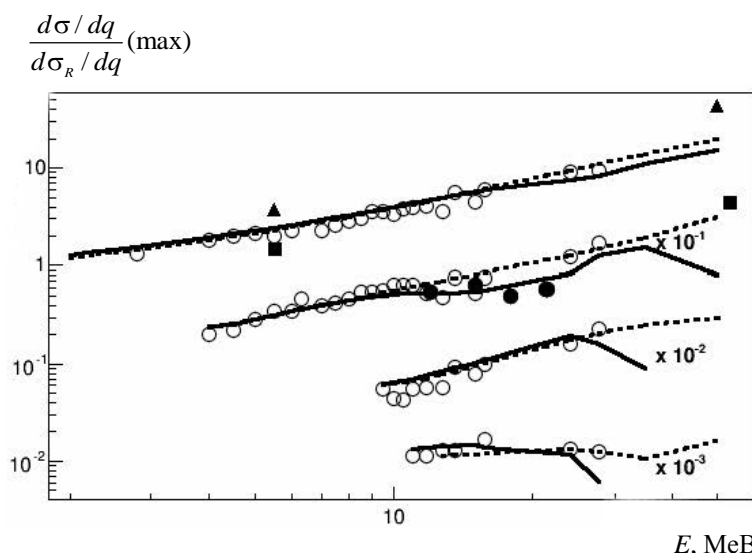


Рис. 7. Значення диференціальних перерізів (у відношенні до перерізу Резерфордівського розсіяння) у дифракційних максимумах залежно від енергії пучка дейтронів. Порядковий номер дифракційного максимуму зростає зверху донизу. Значення значків, відповідних експериментальним даним, і теоретичних кривих збігаються з рис. 5 і 6.

Видно, що в аналізованому діапазоні енергій зіткнення експериментальні дані демонструють монотонне зростання з енергією значення диференціального перерізу пружного розсіяння дейтронів на ядрах ${}^9\text{Be}$ в перших трьох спостережуваних дифракційних максимумах. У четвертому максимумі значення перерізу є практично сталим у повному діапазоні енергій, де даний максимум спостерігається. Видно також, що оптична модель може коректно відтворити такі енергетичні залежності з використанням обох типів потенціалу – як енергетично залежного, так і сталого з енергією.

Зберігається така поведінка в усіх випадках пружного розсіяння дейтронів на ізотопах берилію. З рис. 7 видно, що, як і у випадку положень

максимумів, значення в максимумах диференціальних перерізів пружного розсіяння дейтронів також ведуть себе досить плавно при зміні енергії пучка чи маси мішені.

Єдиним винятком тут виглядає розсіяння $d + {}^{11}\text{Be}$ при енергії $E_d = 5,6$ MeV [26]. У даному випадку положення дифракційного максимуму досить добре відповідає другому за рахунком максимуму в кутовому розподілі, у той час як значення перерізу в максимумі лежить на рисунку ближче до місця скупчення точок, що відповідають першому дифракційному максимуму, а тому легко може бути помилково оцінене як відповідне загальній тенденції в першому максимумі. Якщо ж порівняти його до значення перерізу розсіяння на інших ізотопах у відповідному дру-

гому максимумі, то значення перерізу $d + {}^{11}\text{Be}$ -розсіяння виглядає збільшеним у 5 - 6 разів. Таке спостереження очевидно заслуговує на увагу, бо це може бути спричинене як помилками в нормуванні експериментальних даних, так і якимось цікавим фізичним ефектом, що має місце в пружному $d + {}^{11}\text{Be}$ -розсіянні при енергії $E_d = 5,6$ MeV.

6. Висновки

Виконано систематичний аналіз пружного розсіяння при взаємодії дейтронів з ядрами ${}^9\text{Be}$ у діапазоні енергій $E_d = 1 - 28$ MeV у рамках оптичної моделі. Аналіз виконувався як із застосуванням єдиного незалежного від енергії потенціалу для опису всіх наявних експериментальних даних, так і з використанням енергетично залежного потенціалу. Результати аналізу виразно показали точніший опис експериментальних даних у випадку використання енергетично залежних потенціалів, а також кращу загальну відповідність таких потенціалів характерним особливостям зміни дифракційної картини $d + {}^9\text{Be}$ -розсіяння зі зміною енергії. Досягнуто задовільного опису всіх наявних експериментальних кутових розподілів одним потенціалом.

Порівняльний аналіз поведінки експериментальних диференціальних перерізів пружного розсіяння дейтронів на різних ізотопах берилію ${}^{7,9,10,11}\text{Be}$ показав систематичну плавну поведінку

диференціальних перерізів у своїх дифракційних максимумах при зміні маси мішені чи енергії пучка, подібну до тієї, що вже спостерігалась раніше, наприклад у випадку розсіяння іонів ${}^{12}\text{C}$ на різних ядрах-мішенях [34, 9]. Аналіз показує також близькість дифракційних радіусів у всіх випадках розсіяння в системах $d + {}^{9,10,11}\text{Be}$. Дифракційний радіус розсіяння в системі $d + {}^7\text{Be}$ є помітно меншим від дифракційного радіуса в системі $d + {}^9\text{Be}$.

Виявлені відхилення від загальних тенденцій поведінки диференціальних перерізів у випадку пружного розсіяння $d + {}^{11}\text{Be}$ при енергії $E_d = 5,6$ MeV, де наявні експериментальні диференціальні перерізи виглядають більшими в 5 - 6 разів від того, що варто було б очікувати з огляду на плавну зміну перерізу зі зміною маси й енергії. Можливі причини даних відхилень ще потребують подальшого аналізу.

Дана робота була профінансована за рахунок коштів наукового проекту «Дослідження структури нейтронно-надлишкових ядер 1p-оболонки у ядерних реакціях», що виконується відповідно до Цільової програми наукових досліджень НАН України «Фундаментальні дослідження з фізики високих енергій та ядерної фізики (міжнародна співпраця)» на 2018 - 2020 рр.

СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ / REFERENCES

1. M. Cavallaro et al. Investigation of the ${}^{10}\text{Li}$ shell inversion by neutron continuum transfer reaction. *Phys. Rev. Lett.* 118 (2017) 012701.
2. J.M. Lohr, W. Haeblerli. Elastic scattering of 9 - 13 MeV vector polarized deuterons. *Nucl. Phys. A* 232 (1974) 381.
3. W.W. Daehnick, J.D. Childs, Z. Vrcelj. Global optical model potential for elastic deuteron scattering from 12 to 90 MeV. *Phys. Rev. C* 21 (1980) 2253.
4. Haixia An, Chonghai Cai. Global deuteron optical model potential for the energy range up to 183 MeV. *Phys. Rev. C* 73 (2006) 054605.
5. Yinlu Han, Yuyang Shi, Qingbiao Shen. Deuteron global optical model potential for energies up to 200 MeV. *Phys. Rev. C* 74 (2006) 044615.
6. Y. Zhang, D.Y. Pang, J.L. Lou. Optical model potential for deuteron elastic scattering with 1p-shell nuclei. *Phys. Rev. C* 94 (2016) 014619.
7. J.G. Johansen et al. Study of bound states in ${}^{10}\text{Be}$ by one-neutron removal reactions of ${}^{11}\text{Be}$. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 44 (2017) 044009.
8. A.T. Rudchik et al. Comparison of the ${}^7\text{Li}({}^{18}\text{O}, {}^{17}\text{N}){}^8\text{Be}$ and ${}^{18}\text{O}(d, {}^3\text{He}){}^{17}\text{N}$ reactions. *Phys. Rev. C* 83 (2011) 024606.
9. O.A. Ponkratenko et al. Comparative analysis of the light nuclei diffractive scattering on ${}^{12}\text{C}$. *Acta Physica Polonica B* 49 (2018) 313.
10. F. Machali et al. Elastic scattering of deuterons by ${}^9\text{Be}$ and ${}^{28}\text{Si}$. *Atomkernenergie* 13 (1968) 29.
11. A.S. Deineko et al. Elastic Scattering of Vector-Polarized Deuterons on ${}^9\text{Be}$ for $E(d) = 2.0 - 2.8$ MeV. *Bull. Acad. Sci. USSR, Phys. Ser.* 47 (1983) 179; *Izv. Akad. Nauk SSSR, Ser. Fiz.* 47 (1983) 2271.
12. L.N. Generalov et al. Cross sections for ${}^9\text{Be}(dp_{01})$ and ${}^9\text{Be}(dt_0)$ reactions. *Bull. Rus. Acad. Sci. Phys.* 64 (2001) 352; *Izv. Rus. Akad. Nauk, Ser. Fiz.* 64 (2000) 440.
13. D.L. Powell et al. Deuteron-induced reactions in ${}^6\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$ and ${}^{10}\text{B}$ at bombarding energies of 4.5 to 6.0 MeV. *Nucl. Phys. A* 147 (1970) 65.
14. A. Djalois et al. Tensor polarization and differential cross section for the ${}^9\text{Be}(d, d){}^9\text{Be}$ elastic scattering at low energies. *Nucl. Phys. A* 163 (1971) 131.
15. A. Szczurek et al. Mechanism of reactions induced by 7 MeV deuterons on ${}^9\text{Be}[(d, p), (d, d), (d, t), (d, {}^4\text{He})]$. *Z. Phys. A* 333 (1989) 271.
16. W. Fitz et al. Scattering and pick-up reactions with deuterons on Be, B, C, N and O at 11.8 MeV. *Nucl. Phys. A* 101 (1967) 449.

17. A. Strzalkowski. Problems of the statistic scattering of deuterons on atomic nuclei. Angular distributions for elastic scattering of deuterons. *Nukleonika* 8 (1963) 301.
18. V.A. Matusevich et al. Backward Scattering of Deuterons by Light Nuclei. *Yad. Fiz.* 15 (1972) 670, *Sov. J. Nucl. Phys.* 15 (1972) 375.
19. A.N. Vereshchagin et al. Investigation of elastic scattering of 13.6 MeV deuterons on light nuclei. *Bull. Acad. Sci. USSR, Phys. Ser.* 32 (1968) 623; *Izv. Akad. Nauk SSSR, Ser. Fiz.* 32 (1968) 573.
20. D.-C. Nguyen. Elastic and Inelastic Scattering of Deuterons from ^9Be , ^{12}C , ^{14}N and ^{16}O . *J. Phys. Soc. Japan* 21 (1966) 2462.
21. S.E. Darden et al. The $^9\text{Be}(d,d)^9\text{Be}$, $^9\text{Be}(d,p)^{10}\text{Be}$, $^9\text{Be}(d,t)^8\text{Be}$ and $^9\text{Be}(p,d)^8\text{Be}$ reactions at 15 MeV. *Nucl. Phys. A* 266 (1976) 29.
22. A.A. Cowley et al. Elastic and inelastic scattering of 15.8 MeV deuterons. *Nucl. Phys.* 86 (1966) 363.
23. R.G. Summers-Gill. Scattering of 12-MeV protons, 24-MeV deuterons, and 48-MeV alpha particles by beryllium. *Phys. Rev.* 109 (1958) 1591.
24. R.G. Slobodrian. Scattering of 27.7 MeV deuterons on beryllium and boron. *Nucl. Phys.* 32 (1962) 684.
25. K.T. Schmitt et al. Reactions of a ^{10}Be beam on proton and deuteron targets. *Phys. Rev. C* 88 (2013) 064612.
26. J. Johansen et al. Transfer reactions using a low-energy ^{11}Be beam. *AIP Conf. Proc.* 1377 (2011) 368.
27. J. Chen et al. Low-lying states in ^{12}Be using one-neutron transfer reaction. *Phys. Rev. C* 98 (2018) 014616.
28. J.J. Das et al. Astrophysical $S_{17}(0)$ factor from a measurement of the $^2\text{H}(^7\text{Be}, ^8\text{B})n$ reaction at $E_{c.m.} = 4.5$ MeV. *Phys. Rev. C* 73 (2006) 015808.
29. C.F. Powell et al. Study of the $d(^7\text{Be}, ^8\text{B})n$ reaction. *AIP Conf. Proc.* 455 (1998) 908.
30. L. Grassi et al. Elastic scattering studies of ^{16}C at 50 MeV/A on proton and deuteron targets with CHIMERA multidetector at INFN-LNS. *J. Phys. Conf. Ser.* 381 (2012) 012088.
31. I. J. Thompson. Coupled reaction channels calculations in nuclear physics. *Comput. Phys. Rep.* 7 (1988) 167.
32. О.А. Понкратенко та ін. Аналіз залежності положень дифракційних екстремумів пружного розсіяння важких іонів на легких ядрах від енергії налітаючого іона. *Ядерна фізика та енергетика* 16 (2015) 223. / О.А. Ponkratenko et al. Analysis of the dependence parametrization of the allocations of heavy ions on light nuclei elastic scattering diffraction maxima from the projectile energy. *Yaderna Fyzyka ta Energetyka (Nucl. Phys. At. Energy)* 16(3) (2015) 223. (Ukr)
33. J. Cook. Global optical model potentials for the elastic scattering of $^6,7\text{Li}$ projectiles. *Nucl. Phys. A* 388 (1982) 153.
34. О.А. Ponkratenko et al. Energy dependent optical potential for diffractive $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ -scattering in the energy range from 1 up to 100 MeV/nucleon. *NNC RK Bulletin* 1(65) (2016) 93.

**В. В. Улешенко^{1,*}, К. Кемпер^{2,3}, Е. И. Кощій⁴, С. М. Лукьянов⁵, О. А. Понкратенко¹,
А. А. Рудчик¹, А. Т. Рудчик¹, К. Русек², Ю. М. Степаненко¹, Ю. О. Ширма¹**

¹ Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

² Лабораторія тяжельх іонів Варшавського університета, Варшава, Польща

³ Університет штата Флорида, Таллахассі, США

⁴ Циклотронний інститут, Техаский А&М університет, Колледж Стейшн, США

⁵ Лабораторія ядерних реакцій імені Г. Н. Флерова, ОИЯИ, Дубна, Росія

* Ответственный автор: vuleshch@kinr.kiev.ua

ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЗАВИСИМОСТЬ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ДЕЙТРОНОВ С ЭНЕРГИЯМИ $E_d = 1 \div 28$ МэВ НА ИЗОТОПАХ БЕРИЛЛИЯ

Выполнен систематический анализ упругого рассеяния дейтронов на изотопах бериллия $^{7,9,10,11}\text{Be}$ в диапазоне энергий $E_d = 1 \div 28$ МэВ. Получен энергетически зависимый потенциал для системы $d + ^9\text{Be}$, который обеспечивает удовлетворительное описание экспериментальных данных, в том числе корректно передает изменения дифракционной картины рассеяния с ростом энергии. Также продемонстрировано регулярное плавное поведение дифференциальных сечений рассеяния дейтронов при изменении энергии или массы мишени. В одном случае, а именно в экспериментальных результатах упругого рассеяния $d + ^{11}\text{Be}$ при $E_d = 5,6$ МэВ, наблюдается отклонение от такого регулярного поведения.

Ключевые слова: упругое рассеяние, оптическая модель, энергетическая зависимость.

**V. V. Uleshchenko^{1,*}, K. Kemper^{2,3}, E. I. Koshchi⁴, S. M. Lukyanov⁵, O. A. Ponkratenko¹,
A. A. Rudchik¹, A. T. Rudchik¹, Yu. M. Stepanenko¹, Yu. O. Shyrma¹**

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

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

³ *Florida State University, Tallahassee, USA*

⁴ *Cyclotron Institute, Texas A&M University, College Station, USA*

⁵ *Flerov Laboratory of Nuclear Reaction, JINR, Dubna, Russia*

*Corresponding author: vuleshch@kinr.kiev.ua

ENERGY DEPENDENCE OF THE ELASTIC $1 \div 28$ MeV DEUTERON SCATTERING ON BERYLLIUM ISOTOPES

A systematic analysis of the elastic scattering of deuterons by beryllium isotopes ^{7,9,10,11}Be in the energy range $E_d = 1 \div 28$ MeV is performed. The energy-dependent potential for the $d + {}^9\text{Be}$ system is built, which provides a good enough description of the experimental data, considering also changes of the diffractive scattering picture with energy increasing. A regular energy-dependent behavior and a regular target-dependent behavior of the differential cross sections of the deuteron scattering is demonstrated. Deviations from such a regular behavior is only observed in the experimental data for the $d + {}^{11}\text{Be}$ elastic scattering at $E_d = 5.6$ MeV.

Keywords: elastic scattering, optical model, energy dependence.

Надійшла/Received 11.11.2019