

М. М. Правдивий, І. О. Корж, М. Т. Скляр

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

## СЕРЕДНІ РЕЗОНАНСНІ ПАРАМЕТРИ ЯДЕР ЦИРКОНІУ І МОЛІБДЕНУ

Із аналізу експериментальних диференціальних перерізів пружного розсіяння нейтронів в області енергії до 440 кеВ визначено повні набори середніх резонансних параметрів  $S_0$ ,  $S_1$ ,  $R'_0$ ,  $R'_1$ ,  $S_{1,3/2}$  ядер цирконію і молібдену з природним складом ізотопів. Проведено аналіз отриманих результатів, а також рекомендованих параметрів та деяких літературних даних.

*Ключові слова:* середні резонансні параметри, ядра цирконію і молібдену, пружне розсіяння нейтронів.

## Вступ

Дана робота присвячена визначенню повних наборів середніх резонансних параметрів  $S_0$ ,  $S_1$ ,  $R'_0$ ,  $R'_1$ ,  $S_{1,3/2}$  ядер цирконію і молібдену з природним складом ізотопів за допомогою розробленого нами методу [1, 2]. Визначення здійснено з аналізу середніх експериментальних диференціальних перерізів пружного розсіяння нейтронів з енергією до 440 кеВ. Метод виявився плідним як для отримання нових даних, так і для перевірки наявних у літературі параметрів на їхню відповідність експериментальним даним. Така перевірка була здійснена по відношенню до повних наборів резонансних параметрів, визначених для цих ядер у роботі [3] з аналізу в рамках R-матричної теорії середніх експериментальних перерізів пружного розсіяння нейтронів низьких енергій. Також були перевірені параметри, рекомендовані МАГАТЕ [4] та Бруксгейвської національної лабораторією [5]. Між цими параметрами існують досить значні розбіжності, що стало одним зі стимулів для проведення наших досліджень.

Розроблений нами метод детально викладено в роботах [1, 2], тому нижче описано коротко лише його суть.

## Методика визначення середніх резонансних параметрів

При енергіях до ~450 кеВ розсіяння нейтронів ядрами здійснюється переважно з орбітальними моментами  $l = 0$  і  $1$ . У цьому випадку диференціальні перерізи пружного розсіяння можна розкласти за поліномами Лежандра у вигляді

$$\sigma_{el}(\mu) = \frac{\sigma_{el}}{4\pi} \{1 + \omega_1 P_1(\mu) + \omega_2 P_2(\mu)\}, \quad (1)$$

де  $\mu = \cos\theta$ ,  $\theta$  – кут розсіяння;  $\sigma_{el}$  – інтегральний переріз пружного розсіяння;  $P_l$  – поліноми Лежандра;  $\omega_1$  і  $\omega_2$  – коефіцієнти розкладу диференціальних перерізів за поліномами Лежандра.

Ці коефіцієнти називають кутовими моментами індикатриси розсіяння і дорівнюють  $\omega_l = (2l + 1) \bar{P}_l$ , де  $\bar{P}_l$  – поліноми Лежандра, усереднені по кутах із вагою диференціального перерізу розсіяння. Для парно-парних ядер за умови, що  $\sigma_l \approx \sigma_{el}$ , нами було отримано вирази для коефіцієнтів розкладу [1]:

$$\omega_1 = \frac{6\pi\lambda^2}{\sigma_{el}} (1 - \eta_{0Re} - \eta_{1Re} + \eta_{0Re} \cdot \eta_{1Re} + \eta_{0Im} \cdot \eta_{1Im}), \quad (2)$$

$$\omega_2 = \frac{2}{\sigma_{el}} (\sigma_{s1} + \pi\lambda^2 T_{1,3/2}), \quad (3)$$

де  $\eta_l = \eta_{lRe} + i\eta_{lIm}$  – діагональні елементи середньої матриці розсіяння;  $\sigma_{el}$  – інтегральні перерізи пружного розсіяння нейтронів;  $\sigma_{s1}$  – перерізи потенціального розсіяння нейтронів із  $l = 1$ ;  $T_{1,3/2}$  – коефіцієнти проникності нейтронів для  $l = 1$  і  $j = 3/2$ .

В оптичній моделі перерізи  $\sigma_{el}$  складаються з відповідних парціальних перерізів компаундного і потенціального розсіяння нейтронів  $\sigma_{el} = \sigma_{c0} + \sigma_{c1} + \sigma_{s0} + \sigma_{s1}$ , які виражаються через матричні елементи  $\eta_l$ . У резонансній теорії середні перерізи також складаються з відповідних перерізів резонансного і потенціального розсіяння, які у свою чергу можна виразити через середні резонансні параметри. У випадку вузьких резонансів ( $\Gamma \ll D$ ) парціальні перерізи оптичної моделі збігаються з відповідними перерізами резонансної теорії [6]. Це дає змогу матричні елементи  $\eta_l$  виразити через резонансні параметри. Таким чином, якщо в рівняннях (1) - (3) величини  $\sigma_{el}$ ,  $\omega_1$ ,  $\omega_2$  виразити через середні резонансні параметри, то підгонкою розрахованих величин  $\sigma_{el}$ ,  $\omega_1$ ,  $\omega_2$  до їхніх експериментальних значень можна визначити середні резонансні параметри  $S_0$ ,  $S_1$ ,  $R'_0$ ,  $R'_1$ ,  $S_{1,3/2}$ , які є параметрами підгонки. Із співвідношення  $S_1 = (S_{1,1/2} + 2S_{1,3/2})/3$  можна визначити

параметр  $S_{1,1/2}$ . Для проведення розрахунків було використано відповідну програму підгонки по мінімуму  $\chi^2$ . Підгонка здійснювалась одночасно до трьох величин  $\sigma_{el}$ ,  $\omega_1$ ,  $\omega_2$ , а контроль по  $\chi^2$  можна було здійснювати для кожної величини окремо.

### Отримані результати та їхній аналіз

Середні резонансні параметри ядер цирконію і молібдену з природним складом ізотопів визначались нами з підгонки розрахованих величин  $\sigma_{el}$ ,  $\omega_1$ ,  $\omega_2$  до їхніх експериментальних значень, вимірених авторами роботи [7] (на початку діапазону енергії нами було проведено додаткове усереднення даних). Усі інші підгонки, проведені для перевірки деяких із наявних у літературі резонансних параметрів, також було здійснено по відношенню до експериментальних даних цієї роботи. Для обох ядер автори роботи [3] з підгонки до цих же даних визначили повні набори резонансних параметрів, але іншим методом. Деякі з цих параметрів мають розбіжності з рекомендованими [4, 5]. Для перевірки їхньої надійності нами було розраховано величини  $\sigma_{el}$ ,  $\omega_1$ ,  $\omega_2$  із використанням цих наборів і проведено порівняння з даними роботи [7]. Визначенню резонансних параметрів ізотопів цирконію і молібдену присвячено велику кількість робіт, дані яких були використані при створенні рекомендованих параметрів  $S_0$ ,  $S_1$  у роботі [4] та параметрів  $S_0$ ,  $S_1$ ,  $R'_0$  у роботі [5]. Із цих даних нами було розраховано середньозважені величини для природного складу ізотопів і при їхній фіксації з автоматичної підгонки отримано решту параметрів із повного набору. Розраховані з цими наборами величини  $\sigma_{el}$ ,  $\omega_1$ ,  $\omega_2$  також порівнювались із експериментальними. Якість опису експериментальних даних у всіх випадках оцінювалась кількісно за величиною  $\chi^2$  та якісно-візуально на графіках.

**Цирконій.** На рис. 1 для ядер цирконію з природним складом ізотопів наведено енергетичні залежності експериментальних величин  $\sigma_{el}$ ,  $\omega_1$ ,  $\omega_2$  із роботи [7] та дані робіт [8 - 10]. Із рисунка видно, що серед наявних даних спостерігаються помітні розбіжності, особливо значні в кінці діапазону енергії. Кривими наведено результати розрахунків із різними наборами резонансних параметрів.

Кривими 2 наведено результати розрахунків із параметрами роботи [3]:  $S_0 = 0,69(22)$ ;  $S_1 = 5,08(59)$ ;  $R'_0 = 7,29(38)$ ;  $R'_1 = 0,63(57)$ ;  $S_{1,3/2} = 5,52(25)$  (тут і далі силові функції наведено в одиницях  $10^{-4}$ , радіуси – в одиницях Фм; у дужках указано похибки). Експериментальні дані описано загалом задовільно, хіба що розраховані

величини  $\omega_2$  занижені майже в усьому діапазоні енергії внаслідок малої величини параметра  $S_{1,3/2}$ .

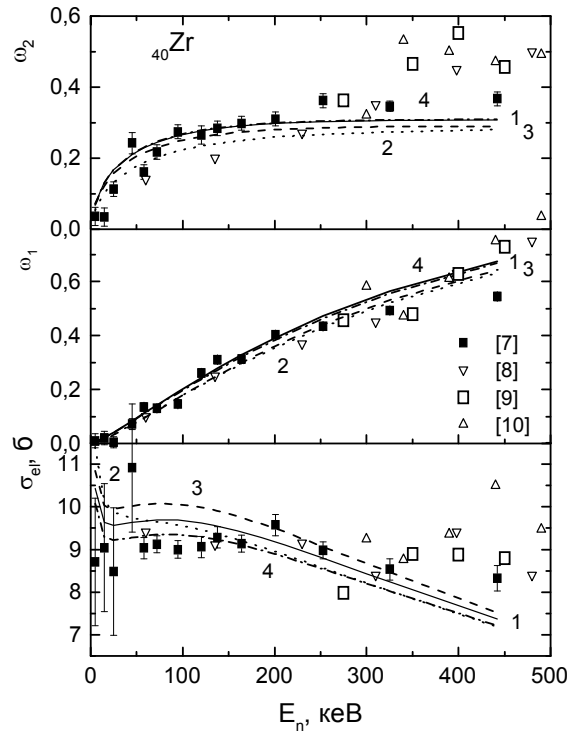


Рис. 1. Енергетична залежність величин  $\sigma_{el}$ ,  $\omega_1$ ,  $\omega_2$  для ядер цирконію. Значки – експериментальні дані. Криві – результати розрахунків із різними наборами резонансних параметрів (див. текст).

У роботі [5] для ізотопів цирконію рекомендовано величини параметрів  $S_0$ ,  $S_1$  і  $R'_0$ , з яких нами було отримано середньозважені величини:  $S_0 = 0,58$ ;  $S_1 = 6,42$ ;  $R'_0 = 7,20$ . Підгонка дала решту параметрів:  $R'_1 = -0,30$ ;  $S_{1,3/2} = 6,62$  (автори роботи [3] допускають існування від'ємних величин параметра  $R'_1$ ). Результати розрахунків із цим набором на рисунку наведено кривими 3. Коефіцієнти  $\omega_1$ ,  $\omega_2$  описано задовільно, однак розраховані перерізи явно більші експериментальних.

У роботі [4] для ізотопів цирконію рекомендовано резонансні параметри  $S_0$ ,  $S_1$ , з яких нами було розраховано середньозважені величини:  $S_0 = 0,54$ ;  $S_1 = 5,79$ . Із підгонки отримано решту параметрів:  $R'_0 = 6,95$ ;  $R'_1 = 1,20$ ;  $S_{1,3/2} = 6,56$ . Результати розрахунків на рис. 1 наведено кривими 3. Усі величини  $\sigma_{el}$ ,  $\omega_1$ ,  $\omega_2$  описано загалом задовільно.

Із рис. 1 видно, що всі розглянуті набори принципово не описують залежності експериментальних перерізів від енергії. У зв'язку з цим нами проведено аналіз повних перерізів  $\sigma$ , оцінених за версією ENDF/B-V [11]. До енергії  $\sim 100$  кеВ у них спостерігаються вузькі резонанси компаунд-ядра ( $\sim 100$  б); далі – оцінені перерізи,

усереднені по резонансах компаунд-ядра. Загалом вони зменшуються з ростом енергії. Однак у них спостерігаються кілька резонансів проміжного типу з ширинами  $\sim 50$  кеВ, через що оцінені перерізи на рисунку не наведено. Ці ж резонанси присутні й у повних перерізах, вимірних у роботі [12]. Виміри проведено з енергетичним розділенням 35 кеВ при різних товщинах досліджуваного зразка. У результаті було встановлено, що величини вимірних перерізів  $\sigma_i$  суттєво залежать від товщини зразка. Це свідчить про резонансне самоекранування, помітний вплив якого спостерігається аж до енергії 1 - 1,5 МеВ. Особливо значний він до енергії 500 - 600 кеВ. При одній і тій же товщині зразка його вплив збільшується при зменшенні енергії. Із зростанням енергії перерізи, екстрапольовані до нульової товщини зразка, навіть при наявності резонансів проміжної структури помітно зменшуються. Один із таких резонансів якраз і розташований в області  $\sim 400$  - 450 кеВ, що обумовило збільшення перерізів, наведених на рис. 1.

Таким чином, є підстави вважати, що експериментальні перерізи  $\sigma_{el}$ , наведені на рис. 1, на початку діапазону енергії зменшені внаслідок резонансного самоекранування, а в кінці – збільшені за рахунок резонансів проміжного типу. Вплив цих факторів на величини  $\omega_1$ ,  $\omega_2$  до цього часу фактично не досліджений, однак дані, наведені на рис. 1, свідчать, що він існує. Це дає підстави вважати, що залежності від енергії експериментальних величин  $\sigma_{el}$ ,  $\omega_1$ ,  $\omega_2$  не відповідають таким, які повинні бути у величин, усереднених по резонансах компаунд-ядра. Автоматична підгонка до таких величин не може дати надійних резонансних параметрів. Тому їхнє визначення нами проведено в інший спосіб.

Розрахунки величин  $\sigma_{el}$ ,  $\omega_1$ ,  $\omega_2$  проведено з рекомендованими параметрами [4], а потім вони проводились поетапно з поступовими змінами величин кожного з параметрів для досягнення прийнятного опису експериментальних даних. При цьому за основу надійності визначених параметрів нами було використано рекомендовані залежності їх від масового числа  $A$  [5]. У результаті отримано такий набір параметрів:  $S_0 = 0,55$ ;  $S_1 = 6,00$ ;  $R'_0 = 7,10$ ;  $R'_1 = 1,20$ ;  $S_{1,3/2} = 6,78$ . На рис. 1 результати розрахунків наведено кривими 1. З урахуванням згаданих факторів досягнуто загалом оптимального опису експериментальних даних. Отримані нами параметри  $S_0$ ,  $S_1$ ,  $R'_0$  у межах похибок узгоджуються з рекомендованими параметрами та з їхніми залежностями від  $A$ ; параметри  $R'_1$  і  $S_{1,3/2}$  також узгоджуються з їхніми залежностями від  $A$  [3]. Таким чином, проведені

дослідження загалом підтвердили надійність рекомендованих параметрів [4, 5].

Проведений аналіз свідчить, що надійність резонансних параметрів, отриманих шляхом усереднення відомих параметрів розділених резонансів, можна встановити лише шляхом перевірки їхньої відповідності середнім перерізам, які вони за визначенням повинні добре описувати. Характерним прикладом цього є дані фундаментальної роботи [13], у якій із аналізу  $\sim 130$  резонансів ядра  $^{90}\text{Zr}$  ( $\sim 52\%$  у природному складі ізотопів), вимірних в області енергії до  $\sim 300$  кеВ, визначено параметри:  $S_0 = 0,54$ ;  $S_{1,3/2} = 4,3$ ;  $S_{1,1/2} = 3,9$  (звідси  $S_1 = 4,17$ ). При фіксації цих параметрів із підгонки нами визначено решту параметрів:  $R'_0 = 7,52$ ;  $R'_1 = 2,62$ . Співставлення величин параметрів цього набору з попередніми показує, що величина параметра  $S_{1,3/2}$  суттєво менша, ніж в інших розглянутих нами наборах. У результаті коефіцієнти  $\omega_2$  не описуються (для порівняння див. рис. 1, крива 2).

**Молібден.** На рис. 2 для ядер молібдену наведено енергетичні залежності експериментальних величин  $\sigma_{el}$ ,  $\omega_1$ ,  $\omega_2$  із роботи [7] та дані з робіт [4, 8 - 10]. На рисунку наведено також оцінені повні перерізи  $\sigma_i$  за версією ENDF/B-V [11]. Загалом вони узгоджуються з перерізами  $\sigma_{el}$ , наведеними на рисунку. Проте на початку діапазону енергії перерізи роботи [7] помітно менші оцінених. З цього приводу слід відзначити, що в області енергії до  $\sim 50$  кеВ оцінені перерізи  $\sigma_i$  розташовані вище переважної більшості експериментальних даних [11]. Очевидно, що автори оцінок урахували ефекти резонансного самоекранування, які обумовили заниження експериментальних перерізів і не були враховані авторами робіт, зокрема й авторами роботи [7] (аналогічна ситуація спостерігалась у перерізів цирконію). Кривими на рисунку наведено результати розрахунків із різними наборами резонансних параметрів.

Кривими 2 на рисунку наведено величини  $\sigma_{el}$ ,  $\omega_1$ ,  $\omega_2$ , розраховані з набором параметрів роботи [3]:  $S_0 = 0,40(5)$ ;  $S_1 = 4,70(52)$ ;  $R'_0 = 7,33(13)$ ;  $R'_1 = 3,92(39)$ ;  $S_{1,3/2} = 5,90(50)$ . Цей набір параметрів задовільно описав лише величини  $\omega_1$ , в інших даних помітні розбіжності.

Для ізотопів молібдену рекомендовано параметри  $S_0$ ,  $S_1$  і  $R'_0$  [5], із яких нами вираховано середньозважені величини  $S_0 = 0,59$ ;  $S_1 = 5,88$  і  $R'_0 = 6,94$ . Із підгонки отримано решту параметрів:  $R'_1 = 4,17$  і  $S_{1,3/2} = 7,18$ . Результати розрахунків на рисунку наведено кривими 3. Отриманий опис коефіцієнтів  $\omega_2$ ,  $\omega_1$  задовільний, але розраховані перерізи на початку діапазону енергії дещо завищені.

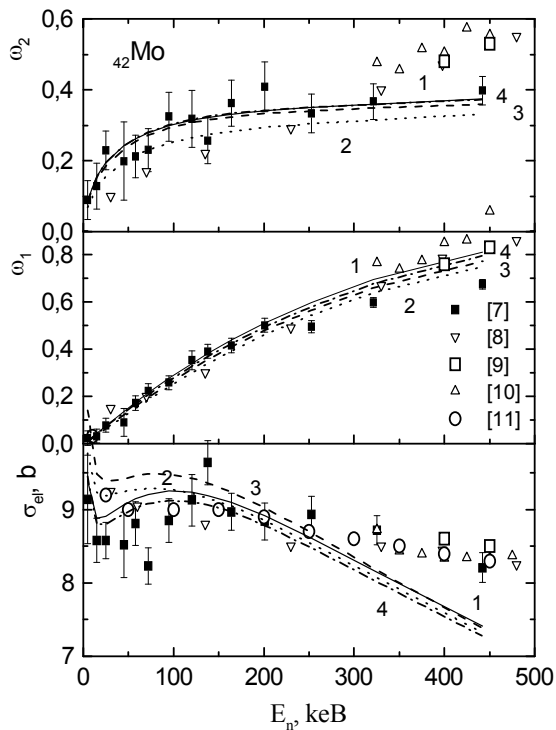


Рис. 2. Те ж саме, що й на рис. 1, для ядер молібдену.

У роботі [4] для ізотопів молібдену рекомендовано параметри  $S_0$ ,  $S_1$ , із яких нами отримано середньозважені величини:  $S_0 = 0,52$  і  $S_1 = 6,18$ . Із підгонки визначено решту параметрів:  $R'_0 = 6,60$ ;  $R'_1 = 4,73$ ;  $S_{1,3/2} = 7,09$ . Результати розрахунків на рисунку наведено кривими 4. Опис експериментальних даних загалом задовільний (за винятком перерізів).

**Середні резонансні параметри ядер цирконію і молібдену**

Ядро	$S_0 \cdot 10^4$	$S_1 \cdot 10^4$	$R'_0$ , Фм	$R'_1$ , Фм	$S_{1,1/2} \cdot 10^4$	$S_{1,3/2} \cdot 10^4$
Zr	0,55(25)	6,00(26)	7,10(26)	1,20(45)	4,44(1,0)	6,78(32)
Mo	0,45(15)	5,90(30)	6,84(25)	5,14(1,25)	3,52(1,27)	7,09(45)

Основними механізмами взаємодії нейтронів з ядрами в досліджуваній області енергії є компаундне і потенціальне розсіяння. Але вони є лише двома крайніми випадками взаємодії. У реальності між ними до досягнення повної статистичної рівноваги компаундного стану відбуваються передрівноважні вильоти нейтронів, які несуть інформацію про часову тривалість і ступінь рівноваги відповідної стадії. Час життя компаундного стану при повній статистичній рівновазі  $\sim 1/\Gamma$  (у обох досліджуваних ядер  $\Gamma \ll 1$  кеВ) значно більший часу встановлення цієї рівноваги  $\sim 1/D$  ( $D \sim 3$  кеВ) [5]. Саме за час установа статистичної рівноваги й відбуваються передрівноважні вильоти нейтронів. Ці процеси по-різному проявляються в експериментальних перері-

Проведений аналіз показав, що всі набори параметрів принципово не описують залежність від енергії перерізів  $\sigma_{el}$ . Аналогічна картина спостерігалась і у цирконію. Це дає підстави вважати, що перерізи молібдену також деформовані процесами, механізми яких відмінні від компаундного і потенціального розсіяння. На початку діапазону енергії експериментальні перерізи занижені внаслідок резонансного самоекранування, що впливає з аналізу повних оцінених перерізів [11]. Перерізи ядер цирконію в кінці діапазону енергії завищені існуючими проміжними резонансами [11, 12]. У ядер молібдену прямі докази існування таких резонансів начебто відсутні. Але з рис. 1 і 2 видно, що в обох ядер залежність від енергії експериментальних величин  $\sigma_{el}$ ,  $\omega_1$ ,  $\omega_2$  загалом ідентична. Тому є підстави вважати, що в кінці діапазону енергії перерізи (як і величин  $\omega_1$ ,  $\omega_2$ ) молібдену також завищені проміжними процесами, хоча експериментальних підтверджень цього припущення не існує.

З урахуванням наведеного вище нами визначено новий набір резонансних параметрів, здійснений у такий же спосіб, як і для ядер цирконію:  $S_0 = 0,45$ ;  $S_1 = 5,90$ ;  $R'_0 = 6,84$ ;  $R'_1 = 5,14$ ;  $S_{1,3/2} = 7,09$ . Він оптимально описує наявні експериментальні дані, а його параметри  $S_0$ ,  $S_1$  і  $R'_0$  загалом у межах похибок узгоджуються з рекомендованими параметрами та з їхніми залежностями від  $A$ .

Отримані нами резонансні параметри ядер цирконію і молібдену наведено в таблиці.

Наприклад, у цирконію у вигляді проміжних резонансів із ширинами  $\sim 50$  кеВ, які значно більші ширин резонансів компаунд-ядра [11, 12]. Якщо час проміжної взаємодії близький до часу прямої взаємодії, то ширини резонансів стають надто великими і в перерізах вони можуть проявлятися просто їхнім збільшенням. Скоріш за все такі процеси і спостерігаються в перерізах молібдену при енергіях  $\sim 300 - 600$  кеВ [11]. Унаслідок цього вони стали відмінними від тих, які мали б бути при наявності лише потенціального і компаундного розсіяння. Тому їх неможливо описати за допомогою резонансних параметрів.

Фактично до цього часу не існує кількісного опису прямих, передрівноважних і рівноважних процесів у всій їхній повноті. Не існує також пе-

вних рецептів для розділення експериментальних даних на вклади, що відповідають кожному механізму взаємодії нейтронів з ядрами. Лише з вигляду експериментальних даних можна зробити висновок про їхню присутність. Якщо вклади прямих і рівноважних процесів існуючі моделі дозволяють вираховувати, то для опису передрівноважних процесів чітких теоретичних механізмів не існує, а відтак і можливості їхнього розрахунку. Зокрема, це обумовлено відсутністю надійної експериментальної інформації про ці процеси, оскільки виділити їх на фоні компаундної і потенціальної взаємодії часто не завжди можливо. Цьому сприяє та обставина, що в силу специфіки взаємодії нейтронів з ядрами в резонансній області виміряні перерізи значною мірою залежать від умов експерименту (геометрія експерименту, енергетичне розділення тощо). Усе це спричиняє помітні розбіжності між перерізами, вимірними в різних лабораторіях [11], і, як наслідок, між резонансними параметрами [5].

При наявності надійних резонансних параметрів різниця між експериментальними величинами  $\sigma_{el}$ ,  $\omega_1$ ,  $\omega_2$  і розрахованими могла б служити кількісною мірою вкладів проміжних процесів. Отримані систематичні дані можна було б використати при створенні нових теоретичних механізмів взаємодії нейтронів з ядрами в цій області енергії. Під надійністю резонансних параметрів тут розуміється їхня відповідність лише компаундному і потенціальному розсіянню. Одним із шляхів підтвердження надійності резонансних параметрів є остаточне встановлення й теоретичне обґрунтування їхніх залежностей від масового числа  $A$ . На сьогодні є вагомими підстави вважати, що ця залежність повинна узгоджуватись із розрахунками за оптичною моделлю. Однак у реальності це спостерігається не завжди. Наприклад, у роботі [4] рекомендовані величини параметра

$S_1$ :  $^{90}\text{Zr} - S_1 = 3,8(5)$ ;  $^{94}\text{Zr} - S_1 = 9,4(1,2)$ ;  $^{92}\text{Mo} - S_1 = 3,6(6)$ ;  $^{96}\text{Mo} - S_1 = 7,1(1,6)$ . У той же час радіуси потенціального розсіяння всіх ізотопів майже однакові за величиною та добре узгоджуються з розрахунками за оптичною моделлю [5]. Така картина характерна для багатьох ядер [5], що свідчить про те, що залежності силових функцій від  $A$  остаточно ще не впорядковані. Дослідження в цьому напрямку почалися давно і продовжуються до сьогодні.

### Висновки

У даній роботі визначено повні набори середніх резонансних параметрів  $S_0$ ,  $S_1$ ,  $R'_0$ ,  $R'_1$ ,  $S_{1,3/2}$  для ядер цирконію і молібдену з природним складом ізотопів. Параметри  $S_0$ ,  $S_1$  і  $R'_0$  обох ядер у межах похибок узгоджуються з рекомендованими та підтверджують їхні залежності від масового числа  $A$  [5]. Загалом отримано задовільний опис експериментальних даних, усереднених по резонансах компаунд-ядра. Деякі відхилення розрахованих перерізів від експериментальних, що спостерігаються в кінці діапазону енергії, можна пояснити впливом інших механізмів взаємодії нейтронів із ядрами, відмінних від компаундного і потенціального розсіяння. Усе це підтверджує надійність визначених нами та рекомендованих для обох ядер параметрів. Щодо рекомендованих параметрів, то це стосується тільки середньозважених величин для природного складу ізотопів. Параметри окремих ізотопів мають значні відхилення від них. У роботі [3] фактично вперше наведено результати систематичних досліджень залежностей параметрів  $R'_1$ ,  $S_{1,3/2}$  і  $S_{1,1/2}$  від  $A$ . Отримані нами параметри обох ядер загалом узгоджуються з цими залежностями й тим самим підтверджують установлені авторами закономірності.

### СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Pravdivy M.M., Korzh I.O., Sklyar M.T. Determination of average resonance parameters from elastic scattering cross sections of low-energy neutrons by even-even nuclei // Ukr. J. Phys. - 2004. - Vol 49, No. 7. - P. 627 - 630.
2. Корж І.О., Правдивий М.М., Скляр М.Т. Середні резонансні параметри парних ізотопів кадмію і олова // Current Probl. in Nucl. Phys. and At. Energy: Proc. of the Int. Conf. (NPAE - Kyiv 2006; Kyiv, May 29 - June 03, 2006). - Kyiv, 2007. - Part II. - P. 599 - 605.
3. Попов А.Б., Самосват Г.С. Спин-орбитальные эффекты в резонансном и потенциальном рассеянии р-волновых нейтронов // Крат. сообщ. ОИЯИ, № 18 - 86. - Дубна, 1986. - С. 30 - 36. Самосват Г. С. Анизотропия упругого рассеяния нейтронов и свойства ядер // ЭЧАЯ - 1986. - Т. 17, вып. 4. - С. 713 - 752.
4. Parameters for calculation of nuclear reactions of relevance to energy and non-energy nuclear applications. - CRP on reference input parameter library: Phase III / R. Capote, M. Herman, P. Oblozinsky, P.G. Young, S. Goriely, T. Belgya, A.V. Ignatyuk, A.J. Konig, S. Hilaire, V.A. Plujko, M. Avrigeanu, O. Bersillon, M.B. Chadwick, T. Fukahori, Zhigang Ge, Yinlu Han, S. Kailas, J. Kopecky, V.M. Maslov, G. Reffo, M. Sin, E. Sh. Soukhovitskii, P. Talou // Nucl. Data Sheets. - 2009. - Vol. 110. - P. 3107 - 3214; <http://www-nds.iaea.org/RIPL-3/>.
5. Mughabghab S. F Atlas of Neutron Resonances (Resonance Parameters and Thermal Cross Sections) / Fifth edition. - Vol. 1. - Amsterdam: Elsevier, 2006.
6. Лукьянов А.А. Структура нейтронных сечений. -

- М.: Атомиздат, 1978. - 191 с.
7. *Зо Ін Ок, Николєнко В.Г., Попов А.Б., Самосват Г.С.* - Дубна, 1985. - 12 с. - (Препр. ОИЯИ; РЗ-85-133).
  8. *Langsdorf A., Jr., Lane R.O., Monahan J.E.* Angular Distributions of Scattered Neutrons // *Phys. Rev.* - 1957. - Vol. 107, No. 4. - P. 1077 - 1087.
  9. *Elwyn A.J., Lane R.O., Langsdorf A., Jr., Monahan J.E.* Nonlocal Optical-Model Analysis of Neutron Scattering from Nuclei Near  $A = 100$  at Energies Below 1 MeV // *Phys. Rev.* - 1964. - Vol. 133, No. 1B. - P. 80 - 93.
  10. *Reitmann D., Engelbrecht C.A., Smith A.B* // Angular distributions in neutron-induced reactions. BNL-400 / Third edition. - 1970. - Vol. II. - P. 40-0-23, 42-0-12.
  11. *McLane V., Dunford C., Rose P.F.* Neutron Cross Section. BNL-1988. - N. Y. - London: Academic Press, 1988. - Vol. 2.
  12. *Филиннов В.В.* Полные нейтронные сечения некоторых конструкционных материалов в неразрешенной области // *Нейтронная физика: Материалы 6-й Всесоюз. конф. по нейтрон. физике (Киев, 1983).* - М., 1984. - Т. 3. - С. 107 - 115.
  13. *Musgrove A.R., Harvey J.A., Good W.M.* Neutron Resonance Parameters of  $^{90}\text{Zr}$  below 300 keV // *Aust. J. Phys.* - 1977. - Vol. 30, No. 4. - P. 379 - 389.

**Н. М. Правдивый, И. А. Корж, Н. Т. Скляр**

#### **СРЕДНИЕ РЕЗОНАНСНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ЯДЕР ЦИРКОНИЯ И МОЛИБДЕНА**

Из анализа экспериментальных дифференциальных сечений упругого рассеяния нейтронов в области энергии до 440 кэВ определены средние резонансные параметры  $S_0$ ,  $S_1$ ,  $R'_0$ ,  $R'_1$ ,  $S_{1,3/2}$  ядер циркония и молибдена с естественной смесью изотопов. Проведен анализ полученных результатов, а также рекомендованных параметров и некоторых литературных данных.

*Ключевые слова:* средние резонансные параметры, ядра циркония и молибдена, упругое рассеяние нейтронов.

**M. M. Pravdivy, I. O. Korzh, M. T. Sklyar**

#### **AVERAGE RESONANCE PARAMETERS OF ZIRCONIUM AND MOLYBDENUM NUCLEI**

Full sets of average resonance parameters  $S_0$ ,  $S_1$ ,  $R'_0$ ,  $R'_1$ ,  $S_{1,3/2}$  for zirconium and molybdenum nuclei with natural mixture of isotopes are determined by means of the method designed by authors. The determination is realized from analysis of the average experimental differential cross sections of neutron elastic scattering in the field of energy before 440 keV. Analysis of recommended parameters and some of the literary data had been performed also.

*Keywords:* average resonance parameters, zirconium and molybdenum nuclei, neutron elastic scattering.

Надійшла до редакції 15.07.11,  
після доопрацювання - 15.11.11.