

СЕРЕДНІ РЕЗОНАНСНІ ПАРАМЕТРИ ЯДЕР ТИТАНУ Й ЗАЛІЗА

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

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

За допомогою розробленого авторами методу визначено повні набори середніх резонансних параметрів $S_0, S_1, R'_0, R'_1, S_{1,3/2}$ ядер титану й заліза з природним складом ізотопів. Їх визначення здійснено з аналізу середніх експериментальних диференціальних перерізів пружного розсіяння нейтронів в області енергії до 440 кеВ. Проведено також аналіз рекомендованих параметрів та деяких літературних даних.

Ключові слова: середні резонансні параметри, ядра титану й заліза, пружне розсіяння нейтронів.

Вступ

Визначенню середніх резонансних параметрів ізотопів титану й заліза з аналізу різних експериментальних перерізів присвячено десятки робіт. За їх результатами створено рекомендовані параметри S_0, S_1 і R'_0 [1]. Для зразків із природним складом ізотопів рекомендовані параметри відсутні, хоча надійні дані наряду з даними для ізотопів можуть бути корисними. Зокрема, вони необхідні для вдосконалення теоретичних розрахунків за оптичною моделлю та для дослідження причин неузгодженості між цими розрахунками й рекомендованими параметрами. Особливо це стосується параметра S_1 , рекомендовані величини якого в ядер з $A < 70$ значно менші розрахованих.

Повні набори середніх резонансних параметрів $S_0, S_1, R'_0, R'_1, S_{1,3/2}$ для ядер титану й заліза з природним складом ізотопів визначено лише в роботі [2]. Вони отримані з аналізу в рамках R-матричної теорії середніх експериментальних диференціальних перерізів пружного розсіяння нейтронів низьких енергій [3]. Із рекомендованих для ізотопів цих ядер параметрів нами було враховано середньозважені величини для зразків із природним складом ізотопів. Їх порівняння з даними роботи [2] показало, що в обох ядер між величинами параметрів S_0 і S_1 спостерігаються значні розбіжності. Це послужило стимулом для визначення нових наборів резонансних параметрів із даних роботи [3] за допомогою розробленого нами методу [4]. Раніше він був успішно використаний для визначення резонансних параметрів парних ізотопів кадмію й олова [5]. Детально метод викладено в роботі [4], нижче коротко описано 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 мож-

на 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 $\mu = \cos\theta$; θ – кут розсіяння; σ_{el} – інтегральний переріз пружного розсіяння; P_l – поліноми Лежандра; ω_1 і ω_2 – коефіцієнти розкладу диференціальних перерізів за поліномами Лежандра. У даному випадку їх називають кутовими моментами індикатриси розсіяння і вони дорівнюють $\omega_l = (2l + 1) \bar{P}_l$, де \bar{P}_l – поліном Лежандра, усереднений 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 [4]:

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

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

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

В оптичній моделі перерізи σ_{el} складаються з відповідних парціальних перерізів компаундного й потенціального розсіяння $\sigma_{el} = \sigma_{c0} + \sigma_{c1} + \sigma_{s0} + \sigma_{s1}$, що виражаються через матричні елементи η_l . У резонансній теорії середні перерізи також складаються з відповідних перерізів резонансного й потенціального розсіяння, що у свою чергу виражаються через середні резонансні параметри. У випадку вузьких резонансів ($\Gamma \ll D$) парціальні перерізи оптичної моделі збігаються з відповідними перерізами резонансної теорії [6]. Це дозволяє матричні елементи η_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 σ_{el} , ω_1 , ω_2 до їх 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 $S_1 = 1/3(S_{1,1/2} + 2S_{1,3/2})$ можна визначити параметр $S_{1,1/2}$. Для проведення розрахунків було використано відповідну програму підгонки по мінімуму χ^2 . Підгонка здійснювалась одночасно до трьох величин σ_{el} , ω_1 , ω_2 , а контроль опису кожної з них по величині χ^2 можна було здійснювати окремо.

Отримані результати та їх аналіз

Нові набори середніх резонансних параметрів S_0 , S_1 , R'_0 , R'_1 , $S_{1,3/2}$ ядер титану й заліза визначались нами з підгонки розрахованих величин σ_{el} , ω_1 , ω_2 до експериментальних, виміряних авторами роботи [3] (на початку діапазону енергії нами проведено додаткове усереднення даних по енергії). Усі інші підгонки, а також оцінки опису здійснювались по відношенню до цих даних. Проведено також перевірку параметрів роботи [2] і рекомендованих параметрів [1] на їх узгодженість з експериментальними даними роботи [3], що викликано значними розбіжностями між ними. Якість опису експериментальних даних оцінювалась за величиною χ^2 та візуально на графіках. Для оцінки надійності даних роботи [3] та для загальної оцінки ситуації з експериментальними даними в досліджуваній області енергії нижче на рисунках наведено також наявні дані інших авторів.

Титан. На рис. 1 наведено енергетичні залежності експериментальних величин σ_{el} , ω_1 , ω_2 ядер титану з роботи [3] та дані робіт [7, 8]. Для покращання наочності рисунка з перерізами σ_{el} друга точка роботи [3] зменшена в чотири рази, а третя – у три рази. З цією ж метою частина розрахунків наведена без перших точок. Як видно з рисунка, у даних роботи [3] спостерігаються помітні розкиди та нерегулярності в енергетичних залежностях величин ω_1 , ω_2 . Крім того, автори зазначають, що виміряні до ~ 60 кеВ перерізи є заниженими внаслідок резонансного самоекранування і що його вплив на ω_1 , ω_2 є незначним. Проте з рисунка видно, що тут спостерігаються помітні розкиди цих даних. У даних інших авторів також спостерігаються значні хаотичні розкиди, а також хаотичні й систематичні розбіжності між даними різних авторів, у першу чергу у величин ω_1 , ω_2 . Кривими на рисунку наведено результати розрахунків із різними наборами резонансних параметрів.

Кривими 2 на рисунку наведено величини σ_{el} , ω_1 , ω_2 , розраховані з набором параметрів роботи [2]: $S_0 = 1,16(36)$; $S_1 = 1,83(49)$; $R'_0 = 3,26(74)$; $R'_1 = 6,85(2,37)$; $S_{1,3/2} = 1,30(23)$ (тут і далі параметри S_i і R'_i наведено в одиницях 10^{-4} та Фм відповідно; у дужках указано похибки). Видно, що з урахуванням існуючих розкидів опис експериментальних даних загалом задовільний. Однак розраховані величини ω_1 і ω_2 при енергіях > 250 кеВ помітно більші експериментальних. Крім того, на початку діапазону енергії розраховані перерізи помітно менші експериментальних, що обумовлено заниженою величиною параметра S_0 .

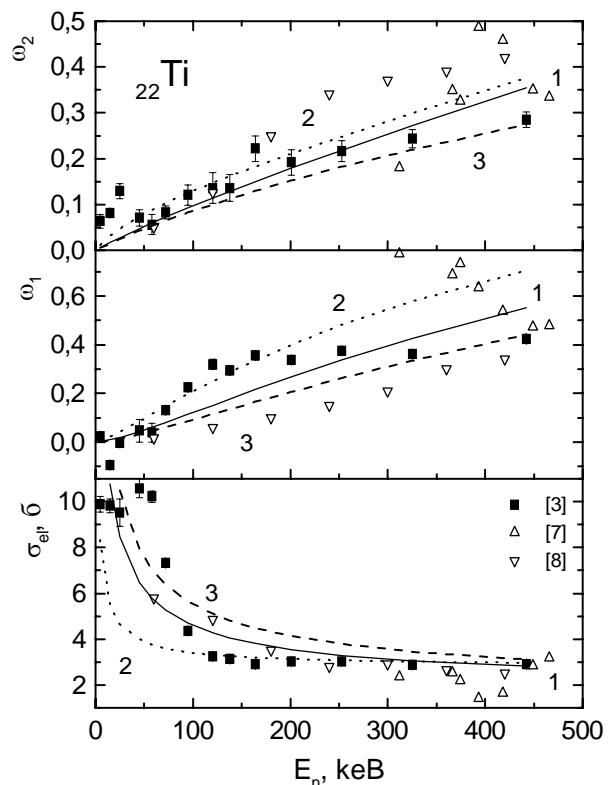


Рис. 1. Енергетична залежність величин σ_{el} , ω_1 , ω_2 для ядра титану. Значки – експериментальні дані. Криві – результати розрахунків із різними наборами резонансних параметрів (див. текст).

Для ядер титану рекомендовано середньозважені величини параметрів [1]: $S_0 = 3,85$; $S_1 = 1,19$; $R'_0 = 3,88$. Із підгонки нами визначено решту параметрів: $R'_1 = 3,83$; $S_{1,3/2} = 1,53$. Розраховані з цим набором параметрів величини σ_{el} , ω_1 , ω_2 на рисунку наведено кривими 3. Видно, що розраховані перерізи помітно перевищують експериментальні майже в усьому діапазоні енергії, а ω_1 , ω_2 – менші даних роботи [3]. Проведені розрахунки складових перерізів показали, що основною причиною неузгодженості розрахованих перерізів з експериментальними є завищення параметра S_0 , який вносить основний вклад у перерізи.

Аналіз повних перерізів титану [9] та відомих резонансів у ізотопів титану [1] показав, що в основного ізотопу ^{48}Ti (73 % у природній суміші) до енергії 100 кеВ існує всього кілька сильних s-резонансів при $D_0 \sim 21$ кеВ. Виміряні в роботі [3] перерізи σ_{el} відображають сильний і широкий резонанс при енергіях 10 - 30 кеВ, що свідчить про недостатнє усереднення даних по резонансах на початку діапазону енергії. Характер залежності повних перерізів від енергії такий, що до енергії 60 кеВ усереднення в класичному розумінні фактично отримати неможливо. Особливості цього діапазону енергії підкреслюють і результати роботи [10], у якій з аналізу повних перерізів до 50 кеВ отримано параметр $S_0 = 15,8(11,5)$, а до 200 кеВ – $S_0 = 4,92(2,18)$. Усе це обумовило розбалансованість експериментальних величин σ_{el} , ω_1 , ω_2 , що в обох наборах параметрів проявилось у значних величинах χ^2 при їх описі, особливо при описі перерізів.

За таких умов визначення резонансних параметрів шляхом автоматичної підгонки розрахованих величин σ_{el} , ω_1 , ω_2 до експериментальних не може дати надійних результатів, оскільки величина χ^2 перестала бути надійним критерієм їх опису. Прикладом цього є результати роботи [2], величини параметрів S_0 і S_1 якої зовсім не узгоджуються з рекомендованими залежностями від A [1]. При цьому не враховано, що на початку діапазону енергії виміряні перерізи є заниженими. Тому визначення нового набору резонансних параметрів нами здійснено в інший спосіб. Для цього величини σ_{el} , ω_1 , ω_2 були розраховані з набором рекомендованих параметрів. Потім проводились поетапні розрахунки з поступовими змінами величини кожного з параметрів та з частковими підгонками окремих параметрів при фіксації інших для досягнення оптимального опису експериментальних даних роботи [3] як за величиною χ^2 , так і візуально на графіках. При цьому ми намагались урахувати недоліки цих даних та досягти максимально можливого усередненого узгодження розрахованих величин σ_{el} , ω_1 , ω_2 з даними інших авторів, а отриманих параметрів – із рекомендованими їх залежностями від A [1]. У такий спосіб було отримано новий набір параметрів: $S_0 = 3,00$; $S_1 = 1,10$; $R'_0 = 3,26$; $R'_1 = 5,65$; $S_{1,3/2} = 1,37$. Результати розрахунків на рисунку наведено кривими 1. Видно, що загалом опис експериментальних даних як візуально, так і за величинами χ^2 кращий, ніж з попередніми наборами параметрів.

Залізо. На рис. 2 для ядер заліза наведено енергетичні залежності величин σ_{el} , ω_1 , ω_2 з роботи [3] та експериментальні дані з робіт [8, 11 - 13]. Як і в ядер титану, спостерігаються помітні

розкиди даних роботи [3] та значні розбіжності між даними різних авторів. Кривими наведено результати розрахунків із різними наборами резонансних параметрів.

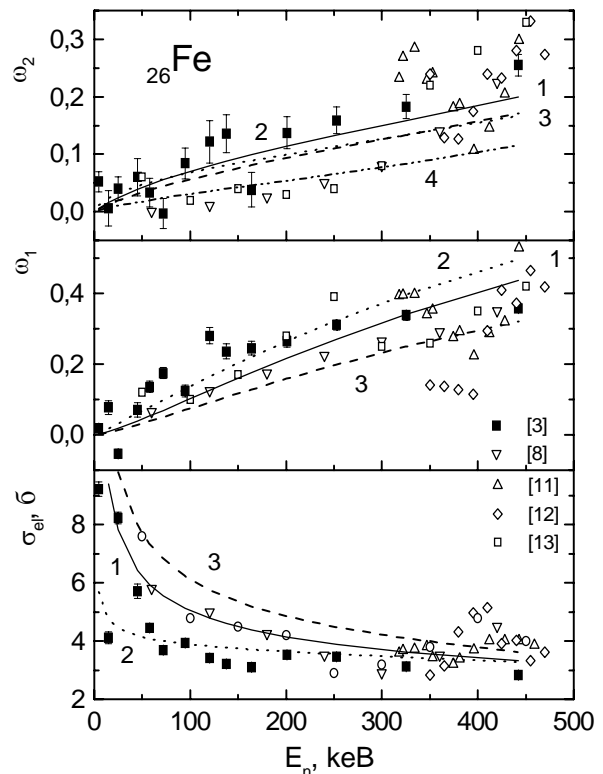


Рис. 2. Те ж саме, що і на рис. 1, для ядра заліза.

Кривими 2 наведено результати розрахунків із набором параметрів роботи [2]: $S_0 = 0,38(11)$; $S_1 = 0,51(52)$; $R'_0 = 5,23(17)$; $R'_1 = 3,03(33)$; $S_{1,3/2} = 0,77(24)$. Якщо враховувати наявні розкиди експериментальних даних роботи [3], то їх опис за деякими винятками загалом можна вважати задовільним. Проте величина параметра S_0 у шість разів менша від рекомендованих для цієї області A [1], унаслідок чого розраховані перерізи на початку діапазону енергії менші експериментальних.

Для ядер заліза рекомендовано середньозважені величини параметрів [1]: $S_0 = 2,48$; $S_1 = 0,36$; $R'_0 = 5,91$. Із підгонки нами отримано решту параметрів: $R'_1 = 2,61$; $S_{1,3/2} = 1,03$. Розраховані з цим набором величини σ_{el} , ω_1 , ω_2 на рисунку наведено кривими 3. Як видно з рисунка, розраховані перерізи більші експериментальних майже в усьому діапазоні енергії, що обумовлено дещо завищеним параметром R'_0 ; величини ω_1 , ω_2 помітно менші даних роботи [3], особливо ω_1 , величини яких менші всіх наявних даних. Крім того, у цьому наборі із співвідношення $S_1 = 1/3(S_{1,1/2} + 2S_{1,3/2})$ впливає, що величина па-

раметра $S_{1,1/2} = -0,98$. За формулою (3) величина ω_2 визначається в основному параметрами $S_{1,3/2}$ і R_1' , а на початку діапазону енергії лише параметром $S_{1,3/2}$. Із рисунка видно, що визначений з підгонки параметр $S_{1,3/2} = 1,03$ є мінімально можливим для задовільного опису ω_2 роботи [3]. Якщо припустити, що $S_1 = 0,36$ і $S_{1,1/2} = 0$, то повинно бути $S_{1,3/2} = 0,54$. При фіксації рекомендованих параметрів S_0 , S_1 , R_0' і параметра $S_{1,3/2} = 0,54$ з підгонки отримано $R_1' = 2,70$. Розраховані величини ω_2 на рисунку наведено кривою 4 (величини σ_{el} , ω_1 збігаються з кривими 3). Видно, що вони зовсім не описують дані роботи [3], зате до енергії ~ 300 кеВ узгоджуються з даними робіт [8, 13]. Однак очевидно, що ці дані мають аномальну залежність від енергії, яка не характерна для величин, усереднених по резонансах компаунд-ядра, і яку неможливо описати жодним набором резонансних параметрів. Це означає, що найбільш вірогідною причиною нефізичного значення параметра $S_{1,1/2} = -0,98$ слід вважати малу величину параметра S_1 .

Резонансна структура в повних перерізах ядер заліза, як і в ядер титану, проявляється на початку досліджуваного діапазону енергії [1, 9]. До ~ 100 кеВ існує всього кілька сильних s-резонансів, зокрема при енергії 28 кеВ, який, за сло-

вами авторів роботи [3], обумовив заниження виміряних перерізів через резонансне самоекранування. Крім того, в основного ізотопу ^{56}Fe (92 % у природній суміші) середня відстань між резонансами $D_0 = 22$ кеВ, тобто на початку діапазону енергії усереднення даних роботи [3] є недостатнім. Це призвело до розбалансованості величин σ_{el} , ω_1 , ω_2 , що проявилось, як і в титану, у досить значних величинах χ^2 при описі перерізів. За таких умов визначення резонансних параметрів шляхом автоматичної підгонки розрахованих величин σ_{el} , ω_1 , ω_2 до експериментальних не може дати надійних результатів, що й підтвердили дані роботи [2]. Тому визначення нового набору резонансних параметрів нами здійснено в такий же спосіб, як і для ядер титану. У результаті отримано такі параметри: $S_0 = 2,00$; $S_1 = 0,75$; $R_0' = 4,95$; $R_1' = 3,52$; $S_{1,3/2} = 1,05$. Результати розрахунків на рисунку наведено кривими 1. Видно, що розраховані величини σ_{el} , ω_1 , ω_2 усереднено узгоджуються з усією сукупністю експериментальних даних, а опис даних роботи [3] за винятком перерізів за величиною χ^2 кращий, ніж з параметрами роботи [2]. Визначені нами параметри загалом узгоджуються з наявними залежностями їх від A [1].

Отримані нами результати для обох ядер наведено в таблиці.

Середні резонансні параметри ядер титану й заліза

Ядро	S_0	S_1	R_0' , Фм	R_1' , Фм	$S_{1,1/2}$	$S_{1,3/2}$
^{22}Ti	3,00(30)	1,10(25)	3,26(32)	5,65(50)	0,56(1,03)	1,37(35)
^{26}Fe	2,00(40)	0,75(20)	4,95(20)	3,02(55)	0,15(85)	1,05(30)

На завершення слід зробити ще кілька зауважень. Наведені на обох рисунках експериментальні дані проявляють такі значні хаотичні й систематичні розбіжності, що на перший погляд їх неможливо описати за допомогою резонансних параметрів, а тим більше визначати з них ці параметри. Однак їх уважний аналіз дозволяє зробити певні обнадійливі висновки.

У зв'язку з цим слід нагадати, що для переважної більшості ядер середні резонансні параметри визначено шляхом усереднення параметрів окремих резонансів, які є резонансами компаунд-ядра. Формули (2) і (3) отримано нами за передумови, що існують лише потенціальне й компаундне розсіяння нейтронів і усереднення здійснюється по резонансах компаунд-ядра. Залежності від енергії величин σ_{el} , ω_1 , ω_2 , розрахованих за цими формулами за допомогою резонансних параметрів, мають вигляд, відображений на рисунках кривими. Якщо розраховані величини σ_{el} , ω_1 , ω_2 адекватно описують експериментальні, то це

свідчить про відповідність резонансних параметрів експериментальним даним, а в них присутні лише потенціальне й компаундне розсіяння. Якщо цей опис усереднений, то хаотичні чи систематичні відхилення експериментальних даних від розрахованих свідчать про вплив на експериментальні дані інших факторів, а не про невідповідність резонансних параметрів. Приклади таких відхилень спостерігаються в залежностях від енергії величин ω_1 , ω_2 роботи [3] у обох ядер (див. рис. 1 і 2) та в даних із ω_2 робіт [8, 13] у заліза (див. рис. 2), залежності яких мають аномальний вид і не можуть задовільно описуватись резонансними параметрами.

Виміряні різними авторами перерізи загалом у розумних межах узгоджуються між собою, у той час як величини ω_1 , ω_2 мають розбіжності, які значно перевищують можливі експериментальні прорахунки. Їх походження однозначно встановити важко, але можна припустити, що основними джерелами є різні умови експерименту, зо-

крема різне енергетичне розділення ΔE , яке в наведених роботах становить величини: [8] - 100 кеВ, [13] - 50 кеВ, [7, 11, 12] - 20 кеВ. У основних ізотопів титану й заліза середні відстані між резонансами становлять величини $D_0 \sim 21$ кеВ і $D_1 \sim 8$ кеВ [1]. При енергетичному розділенні $\Delta E = 20$ кеВ усереднення даних по резонансах є явно недостатнім. Щоб встановити, як це проявляється на експериментальних даних, нами проведено аналіз диференціальних перерізів пружного розсіяння нейтронів ядрами заліза, вимірних у роботах [11, 12] (дані взяті нами з роботи [7]). Диференціальні перерізи, вимірні при різних енергіях, були розкладені нами за поліномами Лежандра методом найменших квадратів (формула (1)). Порівняння отриманих результатів показало, що в обох роботах виявлено випадки, коли незначні зміни енергії (на 9 чи 15 кеВ) призводять до змін величин ω_1 у тричотири рази; при цьому величини ω_2 змінюються порівняно слабо (до 50 %), а перерізи σ_{el} практично не змінюються. З аналогічними результатами виявлено випадки в даних, отриманих в обох роботах при однакових енергіях. Також було з'ясовано, що зміна $\sigma(\theta)$ на великих кутах на величину експериментальної похибки (~ 8 %) призводить до зміни ω_1 майже на 40 %, у той час як σ_{el} , ω_2 практично не змінюються. Звідси видно, що джерелами розкидів ω_1 , ω_2 при недостатньому усередненні можуть бути випадковий вибір енергії, при якій проводились виміри, різні методи вимірів, а також точність вимірних перерізів $\sigma(\theta)$.

Співставлення експериментальних даних і результатів розрахунків, наведених на рисунках, дає підстави вважати, що лише експериментальні дані роботи [3] навіть при наявних розкидах і нерегулярностях в якійсь мірі відповідають усередненим по резонансах компаунд-ядра. Характер залежності від енергії величин σ_{el} , ω_1 , ω_2 цієї роботи найбільш відповідає результатам розра-

хунків з трьома різними наборами резонансних параметрів. Тому визначення резонансних параметрів здійснено з цих даних. Однак згадані вище їх недоліки не дають змоги отримати надійні параметри при застосуванні автоматичної підгонки, що й підтвердили дані роботи [2]. За даних умов використаний нами спосіб визначення резонансних параметрів є оправданим, оскільки він дозволяє певною мірою врахувати недоліки експериментальних даних. У результаті для обох ядер нами отримано оптимальні величини резонансних параметрів, які загалом усереднено описують усю сукупність експериментальних даних та узгоджуються із загальноприйнятими залежностями від A [1], що на сьогодні є одним із важливих критеріїв при оцінці їх надійності. Ці залежності вже тривалий час постійно уточнюються, й отриманий нами для заліза параметр S_1 не суперечить новим даним [1], отриманим для сусідніх ядер. Слід ще раз нагадати, що опис експериментальних даних роботи [3] за величиною χ^2 в обох ядер виявився загалом кращим, ніж з параметрами роботи [2].

Висновки

Для ядер титану й заліза з природним складом ізотопів визначено нові повні набори середніх резонансних параметрів S_0 , S_1 , R_0' , R_1' , $S_{1,3/2}$ з аналізу середніх експериментальних диференціальних перерізів пружного розсіяння нейтронів низьких енергій [3]. Проведений аналіз рекомендованих параметрів [1] показав, що в титану дещо завищеним є параметр S_0 ; у заліза параметр R_0' завищений, а параметр S_1 занижений. Ще одним важливим результатом можна вважати той факт, що наявні експериментальні дані [3] можна краще описати без різких і невмотивованих відхилень величин резонансних параметрів від загальноприйнятих залежностей від A , як це було отримано в роботі [2].

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. *Mughabghab S. F.* Atlas of Neutron Resonances (Resonance Parameters and Thermal Cross Sections) / 5th Edition. - Amsterdam: Elsevier, 2006. - Vol. 1.
2. *Попов А. Б., Самосват Г. С.* Спин-орбитальные эффекты в резонансном и потенциальном рассеянии р-волновых нейтронов // Краткие 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.
3. *Зо Ин Ок, Николенко В. Г., Попов А. Б., Самосват Г. С.* Нейтронные дифференциальные сечения упругого рассеяния в энергетической области ниже 440 кэВ // Сообщения ОИЯИ - РЗ - 85 - 133. - Дубна, 1985. - 12 с.
4. *Pravdiviy 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. - P. 627 - 630.
5. *Корж І. О., Правдивий М. М., Скляр М. Т.* Середні резонансні параметри парних ізотопів кадмію і олова // Current Problems in Nucl. Phys. and Atomic Energy (NPAE - Kyiv 2006): Proc. of the Int. Conf. Part II. - Kyiv, 2007. - P. 599 - 605.
6. *Лукьянов А. А.* Структура нейтронных сечений. - М.: Атомиздат, 1978. - 191 с.
7. *Garber I., Strömberg L.G., Goldberg M.D., May V. M.*

- Angular distributions in neutron-induced reactions: BNL 400. - Brookhaven National Laboratory, 1970. - Vol. II. - P. 22-0-6.
8. Langsdorf A., Lane R. O., Monahan J. E. Angular distributions of scattered neutrons // Phys. Rev. - 1957. - Vol. 107. - P. 1077 - 1087.
 9. McLane V., Dunford C., Rose P. F. Neutron Cross Sections: BNL. - N. Y. - London: Academic Press, 1988. - Vol. 2.
 10. Garg J. B., Rainwater J., Havens W. W. Neutron Resonance Spectroscopy. V11. Ti, Fe, Ni. // Phys. Rev. C. - 1971. - Vol. 3. - P. 2447 - 2463.
 11. Barnard E., DeVilliers J. A. M., Engelbrecht C. A. et al. High-Resolution Fast-Neutron Cross Sections of Iron // Nucl. Phys. - 1968. - Vol. A118. - P. 321 - 346.
 12. Elwyn A. J., Monahan J. E. Possible doorway-state Structure in the Scattering of Neutrons by Fe // Nucl. Phys. - 1969. - Vol. A123. - P. 33 - 53.
 13. Zühr R. A., Min K. Differential Elastic Scattering Cross Sections of Fe and Ni from 10 to 700 keV // Nucl. Phys. - 1975. - Vol. A237. - P. 29 - 44.

СРЕДНИЕ РЕЗОНАНСНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ЯДЕР ТИТАНА И ЖЕЛЕЗА

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

С помощью разработанного авторами метода определены полные наборы средних резонансных параметров S_0 , S_1 , R_0' , R_1' , $S_{1,3/2}$ ядер титана и железа с естественной смесью изотопов. Определение осуществлено из анализа средних экспериментальных дифференциальных сечений упругого рассеяния нейтронов в области энергии до 440 кэВ. Проведен также анализ рекомендованных параметров и некоторых литературных данных.

Ключевые слова: средние резонансные параметры, ядра титана и железа, упругое рассеяние нейтронов.

AVERAGE RESONANCE PARAMETERS OF Ti AND Fe NUCLEI

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

Full sets of the average resonance parameters S_0 , S_1 , R_0' , R_1' , $S_{1,3/2}$ for Ti and Fe 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 440keV. Analysis of recommended parameters and of some of the literary data had been also performed.

Keywords: average resonance parameters, ${}_{22}\text{Ti}$ and ${}_{26}\text{Fe}$ nuclei, neutron elastic scattering.

Надійшла до редакції 17.06.09,
після доопрацювання - 17.11.09.