

## МЕХАНІЗМ НЕПРУЖНОГО РОЗСІЯННЯ ШВИДКИХ НЕЙТРОНІВ ЯДРАМИ МІДІ

І. О. Корж, М. Т. Скляр

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Вперше досліджено застосовність варіанту оптико-статистичного підходу, в основу якого покладено сферичну оптичну модель, модель збудженого остова та сучасні варіанти статистичної моделі, для опису непружного розсіяння нейтронів ядрами  $^{63}\text{Cu}$  та  $^{65}\text{Cu}$  в області енергій від порога до 9 МеВ. У рамках цього підходу показано можливість адекватного опису сукупності експериментальних даних з перерізів непружного розсіяння. Результати теоретичного аналізу використано для вивчення механізмів непружного розсіяння швидких нейтронів досліджуваними ядрами. Показано, що компаундний механізм непружного розсіяння дає домінуючий внесок у повний переріз збудження перших трьох рівнів досліджуваних ядер тільки в області енергій нейтронів до 5 МеВ, а в кінці досліджуваного енергетичного діапазону збудження цих рівнів проходить через прямий механізм розсіяння.

### Вступ

Мідь як конструкційний матеріал широко використовується давно, але у вік атомної енергетики цінність набули не тільки механічні, теплові й електричні властивості, а й ядерні характеристики міді, серед яких важливе місце займають диференціальні та інтегральні перерізи непружного розсіяння. Тому в ряді ядерних центрів розвинених країн світу експерименти по дослідженню перерізів непружного розсіяння швидких нейтронів ядрами міді було розпочато давно, і нині в літературі вже накопичено значну експериментальну інформацію. Аналіз цієї інформації показав, що дані експериментів різних лабораторій загалом добре узгоджуються між собою, що, безумовно, сприяє проведенню теоретичного аналізу перерізів непружного розсіяння. Проте в ряді ранніх робіт для аналізу перерізів взаємодії швидких нейтронів з ядрами міді було використано оптико-статистичний підхід, в основу якого покладено сферичну оптичну модель (СОМ) і статистичну модель (СМ). Такий підхід до аналізу перерізів розсіяння нейтронів є не коректним, бо він не враховує пряму компоненту розсіяння нейтронів. Розроблені нами і рядом інших авторів варіанти оптико-статистичного підходу, в основу яких покладено СОМ, метод зв'язаних каналів (МЗК) і сучасні варіанти СМ, також непридатні для теоретичного опису перерізів розсіяння на непарних ядрах, до яких належать і ізотопи міді, тому, що вони дають змогу врахувати пряму компоненту розсіяння тільки для парно-парних ядер, енергетична структура найнижчих рівнів яких вкладається в схему рівнів вібратора або ротатора.

Для опису прямої компоненти непружного розсіяння нейтронів на ізотопах міді можна застосувати тільки модель збудженого остова (МЗО) або, як її ще називають у літературі, модель слабкого зв'язку непарного нуклона з фононним збудженням парно-парного остова [1]. Цю модель було плідно використано тільки авторами роботи [2] при проведенні теоретичних розрахунків перерізів непружного розсіяння нейтронів при збудженні суми трьох та п'яти рівнів ядер  $^{63}\text{Cu}$  і  $^{65}\text{Cu}$  в області енергій 8 – 14 МеВ. Однак представляє безсумнівний інтерес дослідження застосовності цієї моделі до опису перерізів непружного розсіяння нейтронів ядрами міді і в області  $< 8$  МеВ, де суттєвими є компаундний і прямий механізми розсіяння. Тому завданням цієї роботи стало проведення теоретичного аналізу всієї сукупності експериментальних даних з перерізів непружного розсіяння швидких нейтронів ядрами  $^{63,65}\text{Cu}$  і вивчення на базі літературних даних застосовності варіанта оптико-статистичного підходу, в основу якого покладено СОМ, МЗО та сучасні варіанти СМ, для опису перерізів непружного розсіяння нейтронів ядрами ізотопів міді в області енергій від порога до 9 МеВ.

## Експериментальні перерізи непружного розсіяння швидких нейтронів ядрами $^{63,65}\text{Cu}$

Природну суміш ізотопів міді складають стабільні ізотопи  $^{63}\text{Cu}$  і  $^{65}\text{Cu}$ , вміст яких у природній суміші становить 69,1 і 30,9 % відповідно. Незважаючи на високу поширеність у природі цих ізотопів, у літературі відсутні систематичні дані про перерізи непружного розсіяння ( $\sigma_{in}$ ) швидких нейтронів цими ядрами.

Проте відомості про перерізи непружного розсіяння нейтронів зі збудженням трьох найнижчих рівнів ядер  $^{63}\text{Cu}$  і  $^{65}\text{Cu}$  в області енергій нижче 8 MeV є в роботах [3, 4, 5 - 10] для багатьох точок по енергії. Компіляцію даних цих робіт щодо перерізів непружного розсіяння нейтронів приведено на рис. 1 і 2. У роботах [4, 7, 10] дані про перерізи непружного розсіяння нейтронів зі збудженням рівнів ядер  $^{63}\text{Cu}$  і  $^{65}\text{Cu}$  з  $J^\pi = 1/2^-, 5/2^-, 7/2^-$  отримано з малим енергетичним розкидом. На рис. 1 і 2 їх наведено не всіма точками, а усередненими в інтервалі  $\approx 100$  кеВ. У такому вигляді вони більш придатні для порівняння між собою, з даними інших авторів і результатами теоретичних розрахунків. З рисунків видно, що найбільший розкид у даних спостерігається в області енергій нижче 1,5 MeV.

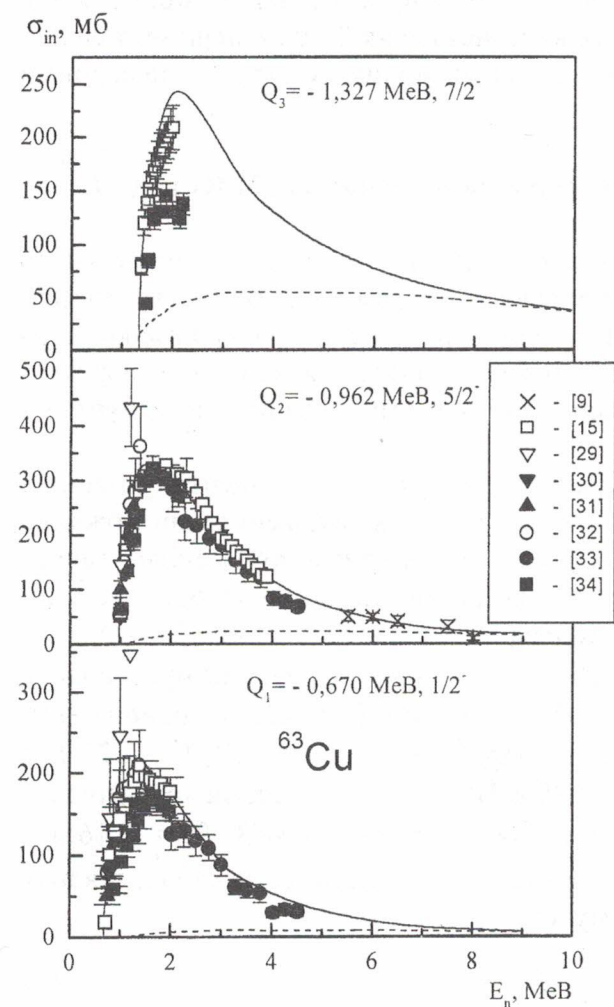


Рис. 1. Енергетична залежність перерізів непружного розсіяння нейтронів зі збудженням перших трьох рівнів ядра  $^{63}\text{Cu}$ . Символи – експериментальні дані робіт [3, 5 – 11]. Криві – результати розрахунків: суцільні – розрахунки за МЗО + СМ, пунктирні – за МЗО.

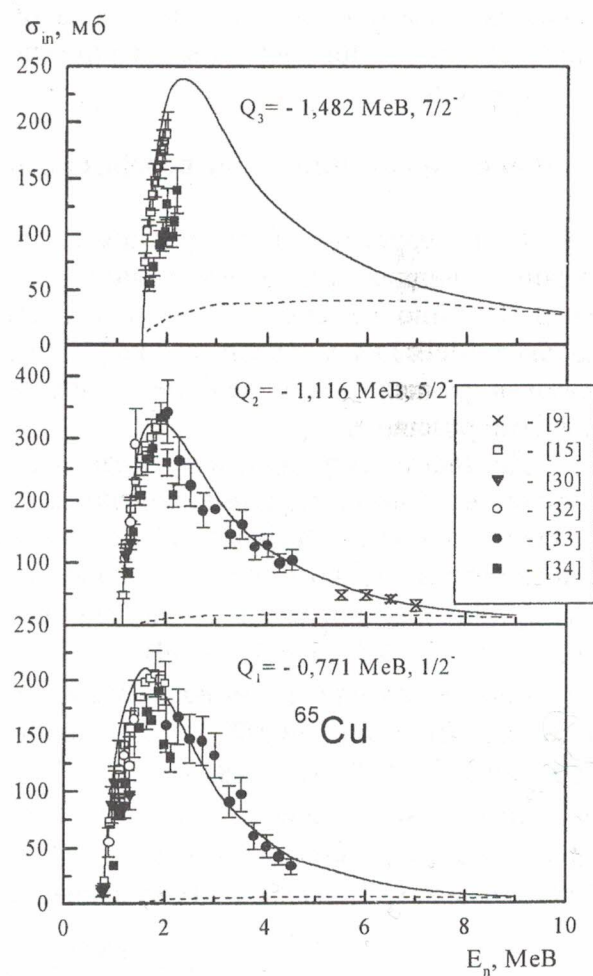


Рис. 2. Енергетична залежність перерізів непружного розсіяння нейтронів зі збудженням перших трьох рівнів ядра  $^{65}\text{Cu}$ . Символи – експериментальні дані робіт [3, 6, 8 – 11]. Криві – результати розрахунків: суцільні – розрахунки за МЗО + СМ, пунктирні – за МЗО.

Спостережуваний розкид даних різних авторів неможливо пояснити як використанням різних методів отримання даних про перерізи непружного розсіяння, так і впливом резонансної структури перерізів, оскільки мідь не має різко виражених резонансів у повних поперечних перерізах у досліджуваній області енергій. Автори роботи [10] вказують на те, що причину розходження перерізів непружного розсіяння нейтронів, отриманих різними авторами із реакції ( $n, n', \gamma$ ), найбільш імовірно треба шукати в різних способах обробки експериментальних даних. За даними робіт [8, 9, 11] при енергії вище 1,5 MeV спостерігається плавна залежність перерізів непружного розсіяння від енергії.

У досліджуваній області енергій, крім даних про парціальні перерізи непружного розсіяння, у літературі є дані про диференціальні перерізи непружного розсіяння зі збудженням суми трьох і п'яти найнижчих рівнів ядер  $^{63}\text{Cu}$  і  $^{65}\text{Cu}$  при чотирьох значеннях енергій у діапазоні 8 – 14 MeV [12]. Форма експериментальних кутових розподілів непружно розсіяних нейтронів, отриманих у цій роботі, вказує, як і у випадку парно-парних ядер, на те, що при цих енергіях має перевагу прямий механізм непружного розсіяння.

Характеризуючи в цілому експериментальні дані з перерізів непружного розсіяння швидких нейтронів ядрами ізоотопів міді, що є в літературі, слід зауважити, що в досліджуваній області енергій систематичні дані по  $\sigma_{in}$  отримано в основному прецизійним часопрольотним методом. Тому в подальшому ми їх використали як базу експериментальних даних при вивченні механізму непружного розсіяння швидких нейтронів непарними ізоотопами міді.

### Феноменологічний опис перерізів непружного розсіяння в рамках МЗО та СМ

Нині теоретична інтерпретація експериментальних даних про перерізи непружного розсіяння швидких нейтронів з атомними ядрами здійснюється в рамках оптико-статистичної моделі. Надійно встановлено, що в області енергій від порога непружного розсіяння до декількох MeV для кількісного опису перерізів непружного розсіяння нейтронів парними ядрами в рамках цієї моделі необхідно одночасно враховувати прямий і компаундний механізми розсіяння.

До цього часу проблему правильності врахування прямої компоненти розсіяння нейтронів непарними ядрами вирішено тільки для тих ядер, в яких збуджені стани можливо розглядати в моделі слабкого зв'язку непарного нуклона з фононним збудженням парно-парного остова [1]. Розглянемо можливість застосування цієї моделі до непарних ядер міді. У цьому підході припускається, що найнижчі стани ядра  $^{63}\text{Cu}$  з  $E = 669,7$  кеВ,  $J^\pi = 1/2^-$ ;  $E = 962,1$  кеВ,  $J^\pi = 5/2^-$ ;  $E = 1327$  кеВ,  $J^\pi = 7/2^-$  і  $E = 1547$  кеВ,  $J^\pi = 3/2^-$  є членами мультиплету станів при зв'язку однофононного збудження в  $^{62}\text{Ni}$  ( $E = 1173$  кеВ,  $\beta_2 = 0,197$ ) з одночастинковим протонним станом  $3/2^-$  в  $^{63}\text{Cu}$ , а найнижчі стани ядра  $^{65}\text{Cu}$  з  $E = 771$  кеВ,  $J^\pi = 1/2^-$ ;  $E = 1116$  кеВ,  $J^\pi = 5/2^-$ ;  $E = 1482$  кеВ,  $J^\pi = 7/2^-$  і  $E = 1725$  кеВ,  $J^\pi = 3/2^-$  є членами мультиплету станів при зв'язку однофононного  $2_1^+$  збудження в  $^{64}\text{Ni}$  ( $E = 1345,8$  кеВ,  $\beta_2 = 0,165$ ) з одночастинковим протонним станом  $3/2^-$  в  $^{65}\text{Cu}$ . Центри ваги мультиплетів станів в ядрах  $^{63}\text{Cu}$  (1196 кеВ) і  $^{65}\text{Cu}$  (1350 кеВ), визначені за формулою

$$E_c = \sum_J (2J+1) \cdot E_J / \sum_J (2J+1), \quad (1)$$

добре співпадають з положенням рівнів  $2^+$  сусідніх парно-парних ядер  $^{62}\text{Ni}$  і  $^{64}\text{Ni}$ . Таке співпадання вказує на те, що усереднені характеристики збуджених станів ядер  $^{63}\text{Cu}$  і  $^{65}\text{Cu}$  можна розглядати в моделі слабкого зв'язку непарного протона в оболонці  $p_{3/2}$  зі збудженими станами парно-парних остовів  $^{62}\text{Ni}$  та  $^{64}\text{Ni}$ .

У моделі слабкого зв'язку переріз прямого збудження будь-якого із рівнів мультиплету буде рівним

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(J_p \rightarrow J) = \frac{(2J+1)}{(2J_c+1)(2J_p+1)} \frac{d\sigma}{d\Omega}(J_0 \rightarrow J_c), \quad (2)$$

де  $J_p$  – спін основного стану непарного ядра;  $J$  – спін збудженого стану в непарному ядрі;  $J_0$  – спін основного стану кора;  $\frac{d\sigma}{d\Omega}(J_0 \rightarrow J_c)$  – переріз прямого збудження колективного рівня кора. Із формули (2) випливає, що в цій моделі переріз прямого збудження першого одностинкового рівня ядер  $^{63,65}\text{Cu}$  з  $J^\pi = 1/2^-$  на порядок менший від перерізу прямого збудження першого колективного  $2^+$ -рівня кора, а сумарний переріз прямого збудження перших трьох рівнів досліджуваних ядер складає 80 % від перерізу прямого збудження колективного рівня кора.

Переріз розсіяння при збудженні колективного рівня сусіднього парно-парного ядра розраховується за методом сильного зв'язку каналів за програмою ECIS-94 [13]. Параметри оптичного потенціалу для розрахунку прямого розсіяння нейтронів на ядрах  $^{62}\text{Ni}$  та  $^{64}\text{Ni}$  взято із нашої роботи [14], в якій показано ефективність їх використання при проведенні теоретичного аналізу експериментальних диференціальних та інтегральних перерізів пружного й непружного розсіяння нейтронів ядрами  $^{58,60,62,64}\text{Ni}$  в області енергій 0,5 – 9 МеВ. Для розрахунку перерізів за методом сильного зв'язку каналів величину уявної частини сферичного оптичного потенціалу зменшено на 20 %. Необхідну інформацію про положення рівнів, спіни, парності й параметри динамічної деформації  $\beta_2$  для ядер  $^{62}\text{Ni}$  та  $^{64}\text{Ni}$  взято з робіт [15, 16].

Параметрами статистичної моделі, у рамках якої розраховуються компаундні компоненти перерізів розсіяння, є коефіцієнти проникності, що обчислені за оптичною моделлю, і характеристики збуджених ядерних рівнів. При обчисленні коефіцієнтів проникності використано параметри оптичного потенціалу, визначені нами із аналізу повних перерізів та диференціальних перерізів пружного розсіяння нейтронів ядрами міді в області енергій 0,5 – 15 МеВ [17]:

$$\begin{aligned} V_c &= (51,14 - 0,44E_n) \text{ МеВ}; & W_c &= (11,0 - 0,12E_n) \text{ МеВ}; & V_{s0} &= 7,5 \text{ МеВ}; \\ a_v &= a_{vs} = 0,65 \text{ Фм}; & a_w &= 0,47 \text{ Фм}; & r_v &= r_w = r_{s0} = 1,25 \text{ Фм}. \end{aligned} \quad (3)$$

Компаундні компоненти перерізів розсіяння нейтронів ізотопами міді в області енергій збуджень, де добре відомі характеристики рівнів (до  $\sim 3$  МеВ) обчислювалися за моделлю Хаузера – Фешбаха – Молдауера (ХФМ) [18] по програмі LIANA [19], яка придатна для розрахунку перерізів у випадку, коли між каналами реакції немає динамічного зв'язку. При більш високих енергіях збудження розрахунки перерізів розсіяння через складене ядро проведені за моделлю Хаузера – Фешбаха (ХФ) [20] по програмі STATIS [21], в якій як конкурентні вихідні канали непружного розсіяння враховано канали зі збудженням як дискретного, так і безперервного спектра рівнів досліджуваних ядер. Характеристики рівнів дискретного спектра ядер  $^{63}\text{Cu}$  і  $^{65}\text{Cu}$  взято з робіт [22, 23]. При енергіях в декілька мегаелектронвольт енергетична залежність компаундних перерізів значною мірою визначається густиною збуджених рівнів. У програмі STATIS для розрахунку густини рівнів використано модель фермі-газу із зворотним зміщенням, в якій густина рівнів задається у вигляді

$$\rho(U, J) = \frac{\exp[2\sqrt{a(U - \Delta)}]}{24 \cdot a^{1/4} (U - \Delta + t)^{5/4} \sqrt{2}\sigma^3} \exp\left[-\frac{J(J+1)}{2\sigma^2}\right], \quad (4)$$

де  $U$  – енергія збудження ядра;  $a$  – параметр енергетичної залежності густини рівнів;  $\Delta$  – зворотне зміщення (враховує парно-непарні ефекти);  $t$  – температура ядра;  $\sigma$  – параметр

спінової залежності густини рівнів, що відповідає твердотільному моменту інерції ядра. Параметри густини рівнів взято із систематики Ділґа [45] ( $a = 6,63 \text{ MeV}^{-1}$  і  $\Delta = -0,67 \text{ MeV}$  для  $^{63}\text{Cu}$ ;  $a = 6,24 \text{ MeV}^{-1}$  і  $\Delta = -0,77 \text{ MeV}$  для  $^{65}\text{Cu}$ ).

Повні перерізи збудження дискретних рівнів одержано як суму перерізів компаундного розсіяння та перерізів прямого збудження, обчислених за статистичною моделлю й моделлю збудженого остова. Результати розрахунків енергетичних залежностей інтегральних перерізів непружного розсіяння швидких нейтронів ядрами  $^{63}\text{Cu}$  та  $^{65}\text{Cu}$  (див. рис. 1 і 2) порівнюються з експериментальними. На цих рисунках результати розрахунків за МЗО + СМ наведено суцільними кривими, а за МЗО – пунктирними кривими. Із рисунків видно, що результати обчислень інтегральних перерізів збудження трьох найнижчих рівнів ядер  $^{63}\text{Cu}$  ( $Q_1 = 669,7 \text{ кеВ}$ ,  $J^\pi = 1/2^-$ ;  $Q_2 = 962,1 \text{ кеВ}$ ,  $J^\pi = 5/2^-$ ;  $Q_3 = 1327 \text{ кеВ}$ ,  $J^\pi = 7/2^-$ ) і  $^{65}\text{Cu}$  ( $Q_1 = 771 \text{ кеВ}$ ,  $J^\pi = 1/2^-$ ;  $Q_2 = 1116 \text{ кеВ}$ ,  $J^\pi = 5/2^-$ ;  $Q_3 = 1482 \text{ кеВ}$ ,  $J^\pi = 7/2^-$ ) загалом добре відтворюють енергетичну залежність перерізів у широкій області енергій. Тому в тих областях, де відсутні експериментальні дані, результати розрахунків можна розглядати як рекомендовані перерізи непружного розсіяння зі збудженням трьох найнижчих рівнів ізотопів міді. Із рисунків також видно, що компаундний механізм непружного розсіяння дає домінуючий внесок у повний переріз збудження перших трьох рівнів досліджуваних ядер тільки в області енергій нейтронів до 5 МеВ. У кінці досліджуваного енергетичного діапазону збудження трьох найнижчих рівнів ядер  $^{63}\text{Cu}$  і  $^{65}\text{Cu}$  проходить через прямий механізм розсіяння, а для рівнів досліджуваних ядер з  $J^\pi = 7/2^-$  прямий механізм домінує уже при енергії  $\sim 6 \text{ МеВ}$ .

### Висновки

Таким чином, у роботі показано, що сукупність експериментальних даних з перерізів непружного розсіяння нейтронів ядрами ізотопів міді в широкій області енергій можна адекватно описати в рамках оптико-статистичного підходу, в основу якого покладено СОМ, МЗО, СМ та індивідуальний набір параметрів оптичного потенціалу. У цій роботі результати теоретичного аналізу використано для вивчення механізму непружного розсіяння швидких нейтронів досліджуваними ядрами. Установлено, що в досліджуваній області енергій при опису перерізів непружного розсіяння нейтронів ядрами ізотопів міді необхідно одночасно враховувати як компаундний, так і прямий механізм розсіяння. Показано, що компаундний механізм непружного розсіяння дає домінуючий внесок у повний переріз збудження перших трьох рівнів ядер  $^{63,65}\text{Cu}$  тільки в області енергій нейтронів до 5 МеВ, а внесок прямого механізму в сумарні перерізи непружного розсіяння зростає з ростом енергії нейтронів, досягаючи 100 % у кінці досліджуваного діапазону.

### СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. *Hodgson P. E.* // Nuclear Reactions and Nucltar Structure. – Oxford: Clarendon Press, 1971. – 661 p.
2. *Delaroche J. P. et al.* // Nucl. Phys. – 1982. – Vol. A390. – P. 541.
3. *Guenther P. et al.* // Nucl. Phys. – 1986. – Vol. A448. – P. 280.
4. *Smith A. B., Engelbrecht C. A., Reitmann D.* // Phys. Rev. – 1964. – Vol. B135. – P. 76.
5. *Глазков Н. П.* // Атомная энергия. – 1963. – Т. 15, № 5. – С. 416.
6. *Nishimura K., Okano K., Kikuchi S.* // Nucl. Phys. – 1965. – Vol. 70, No. 2. – P. 421.
7. *Tucker A. B., Wells J. T., Meyerhot W. E.* // Phys. Rev. – 1965. – Vol. B137, No. 5. – P. 1181.
8. *Holmgvist B., Wiedling T.* // Arkiv för Fysik. – 1968. – Vol. 35, No. 5. – P. 71.
9. *Ramström E.* // Nucl. Phys. – 1979. – Vol. A315. – P. 143.
10. *Крамаровский Я. М., Немилев Ю. А., Победоносцев Л. А., Ширяев Б. М.* // ВАНИТ. Сер. Ядерные константы. – М.: ЦНИИАтоминформ, 1989. – Вып. 4. – С. 22.
11. *Kinney W. E., Perey F. G.* // Oak. Ridge National Laboratory, Report ORNL-4908. – 1974.
12. *El-Kadi et al.* // Nucl. Phys. – 1982. – Vol. A390. – P. 509.

13. *Raunal J.* // Notes on ECIS94. – Centre d'Etudes de Saclay Service de Physique Theorique Laboratoire de la Direction des Sciences de la Matiere. – Sept. 1994. ISSN 0429-3460. CEA-N-2772.
14. *Корж И. А.* // ВАНИТ. Сер. Ядерные константы. – М.: ЦНИИатоминформ, 1985. – Вып. 4. – С. 61.
15. *King M. M.* // Nuclear Data Sheets. – 1990. – Vol. 60. – P. 337.
16. *Halbert M. L.* // Nuclear Data Sheets. – 1979. – Vol. 28. – P. 179.
17. *Корж И. О., Скляр М. Т.* // УФЖ (2001 р., направлено до друку).
18. *Moldauer P. A.* // Phys. Rev. – 1964. – Vol. B135, No.3. – P. 642; Rev. Mod. Phys. – 1964. – Vol. 41, No.4. – P. 1079.
19. *Smith W. R.* // Computer Physics Communications. – 1969. – Vol. 1. – P. 181.
20. *Hauser W., Feshbach H.* // Phys. Rev. – 1952. – Vol. 87. – P. 366.
21. *Stokstad R.* // STATIS. – A Hauser-Feshbach computer code: Yale university–1972. – Report No. 52. – P. 35.
22. *Auble R. L.* // Nucl. Data Sheets. – 1979. – Vol. 28, No. 4. – P. 559.
23. *Bhat M. R.* // Nucl. Data Sheets. – 1993. – Vol. 69, No. 2. – P. 209.
24. *Dilg W., Vonach H., Uhl M.* // Nucl. Phys. – 1973. – Vol. A127, No. 2. – P. 269.

## МЕХАНІЗМ НЕПРУЖНОГО РАССЕЯНИЯ БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ ЯДРАМИ МЕДИ

И. А. Корж, Н. Т. Скляр

Впервые исследована применимость варианта оптико-статистического подхода, в основу которого положена сферическая оптическая модель, модель возбужденного остова и современные варианты статистической модели, для описания неупругого рассеяния нейтронов ядрами  $^{63}\text{Cu}$  и  $^{65}\text{Cu}$  в области энергий от порога до 9 МэВ. В рамках этого подхода показана возможность адекватного описания совокупности экспериментальных данных по сечениям неупругого рассеяния. Результаты теоретического анализа использованы для изучения механизмов неупругого рассеяния быстрых нейтронов исследуемыми ядрами. Показано, что компаундный механизм неупругого рассеяния дает доминирующий вклад в сечения возбуждения первых трех уровней исследуемых ядер только в области энергий нейтронов до 5 МэВ, а в конце исследуемого энергетического диапазона возбуждение этих уровней происходит посредством прямого механизма рассеяния.

## MECHANISM OF FAST NEUTRONS INELASTIC SCATTERING BY COPPER NUCLEI

I. O. Korzh, N. T. Sklyar

Applicability of the optical statistical approach version, based on the spherical optical model, model of an excited core and modern versions of statistical model, for the description of a neutrons inelastic scattering by  $^{63}\text{Cu}$  and  $^{65}\text{Cu}$  nuclei was studied first in the energy range from a threshold up to 9 MeV. Within the framework of this approach the possibility of an adequate description of experimental data set on inelastic scattering cross-sections was shown. The results of the theoretical analysis were used for investigation of fast neutrons inelastic scattering mechanism by the studied nuclei. It was shown, that a compound mechanism of inelastic scattering gives the predominant contribution to excitation cross-sections of the lowest three levels of studied nuclei only in the neutron energy range up to 5 MeV, and at the end of studied energy range these levels are excited by means of the direct scattering mechanism.

Надійшла до редакції 24.01.02,  
після доопрацювання – 09.04.02.