

О. О. Грицай\*, А. К. Гримало, В. А. Пшеничний

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна

\*Відповідальний автор: ogritzay@kinr.kiev.ua; ogritzay@ukr.net

**ВИЗНАЧЕННЯ ПОВНОГО НЕЙТРОННОГО ПЕРЕРІЗУ НАТУРАЛЬНОГО ГАФНІЮ НА ФІЛЬТРОВАНОМУ ПУЧКУ НЕЙТРОНІВ З ЕНЕРГІЄЮ 2 кеВ**

Отримано нескрановане значення повного нейтронного перерізу <sup>nat</sup>Hf при енергії фільтрованих нейтронів 2 кеВ. Для визначення нескранованого значення перерізу <sup>nat</sup>Hf використано код MCNP 4C та результати вимірювань на шести зразках із товщинами від 0,00236 до 0,01257 ядер/б. Отримані значення повного нейтронного перерізу <sup>nat</sup>Hf порівняно з даними інших авторів та з даними бібліотек оцінених ядерних даних.

*Ключові слова:* повний нейтронний переріз, <sup>nat</sup>Hf, фактори резонансного самоекранування, код MCNP 4C.

**Вступ**

Гафній є перспективним як поглинаючий та конструкційний матеріал в органах регулювання (ОР) реакторів (ОР з гафнієм можуть працювати протягом усього строку служби реактора, оскільки гафній має хороші ядерно-фізичні характеристики, високу міцність і пластичність, корозійну та радіаційну стійкість і технологічність). Повні нейтронні перерізи природного гафнію, представлені в різних сучасних бібліотеках оцінених ядерних даних (БОЯД), дають різні значення величин перерізу в області енергій 2 кеВ. Найвні експериментальні дані для цієї області енергій, за виключенням даних, представлених Н. J. Cho та ін., є дуже застарілими; розбіжність між даними різних авторів часом сягає 50 %. Саме тому, на наш погляд, гафній було включено в перелік потреб в експериментальних даних “The NEA Nuclear Data High Priority Request List” [1]. Ці факти спонукали нас провести вимірювання повного нейтронного перерізу природного гафнію на фільтрованому нейтронному пучку з середньою енергією ~2 кеВ.

Аналіз сучасних БОЯД показав, що повний нейтронний переріз природного гафнію є лише у двох бібліотеках – ENDF/B-VI та CENDL-2. В інших БОЯД, а саме в ENDF/B-VII.1, JEFF-3.1, CENDL-3.1, JENDL-4 та ROSFOND-2010, є інформація про повні нейтронні перерізи для шести ізотопів гафнію. Для цих бібліотек при розрахунках повних нейтронних перерізів природного гафнію, окрім програм LINEAR, RECENT, SIGMA1 з пакета PREPRO2015 [2], застосовувалась програма MIXER. На рис. 1 наведено експериментальні дані з EXFOR та розраховані за даними БОЯД повні нейтронні перерізи природного гафнію (для кращої візуалізації на рисунку представлено дані лише з двох найбільш відмінних між собою БОЯД CENDL-3.1 та ENDF/B-VI, дані з інших бібліотек знаходяться в межах цих двох БОЯД).

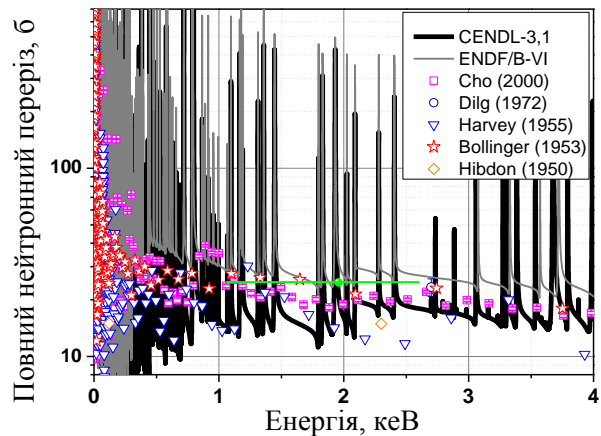


Рис. 1. Повні нейтронні перерізи <sup>nat</sup>Hf з БОЯД та експериментальні дані з EXFOR.

Аналіз повного нейтронного перерізу з усіх БОЯД показав, що в енергетичну ширину квазімоноенергетичної нейтронної лінії із середньою енергією ~2 кеВ потрапляє набір досить інтенсивних резонансів, а це означає, що в експериментальних вимірюваннях слід очікувати прояву ефекту резонансного самоекранування.

**Самоекранування повних нейтронних перерізів атомних ядер**

Під терміном «самоекранування» мається на увазі залежність спостережуваних (усереднених по енергетичному спектру фільтра) перерізів досліджуваних матеріалів від товщини зразка.

При дослідженнях на фільтрованих нейтронних пучках, коли нейтрони є квазімоноенергетичними, з експерименту можна визначити усереднений переріз

$$\langle \sigma_t \rangle_{експ} = - \frac{\ln \langle T \rangle_{експ}}{n \cdot x_j}, \tag{1}$$

© О. О. Грицай, А. К. Гримало, В. А. Пшеничний, 2017

де  $\langle T \rangle^{експ}$  – експериментально визначене усереднене проходження нейтронів зразком у межах енергетичного інтервалу нейтронної лінії  $E_1 \div E_2$ ;  $n$  – кількість ядер в одиниці об'єму;  $x_j$  – товщина зразка.

Однак нейтронні перерізи, виміряні на зразках різних товщин (так звані ефективні чи спостережувані перерізи) суттєво відрізняються. Причиною такої відмінності є ефект резонансного самоекранування. Цей ефект пов'язаний з тим, що з пучка передніми шарами зразка виводяться (поглинаються чи розсіюються) нейтрони переважно з енергіями, близькими до енергій нейтронних резонансів ядер зразка. У результаті цього спектр нейтронів, що проходить через наступні шари зразка, змінює форму (виникають мінімуми, що збігаються з енергіями нейтронних резонансів досліджуваного матеріалу). Унаслідок такого процесу спостережувані експериментальні перерізи, виміряні на товстих зразках, виявляються меншими від вимірених на зразках меншої товщини. Тому при вимірюваннях перерізів «резонансних» матеріалів із використанням зразків різної товщини  $n_j$  фактично матимемо набір спостережуваних (самоекранованих) усереднених перерізів  $\langle \sigma_t \rangle_j^{експ}$ , з якого, екстраполюючи до нульової товщини зразка, можемо оцінити неекранований переріз.

Для проходження нейтронів зразком товщиною  $n x_j$ , усередненого по спектру фільтра, можна записати

$$\langle T \rangle_j = \frac{\int_{E_1}^{E_2} \exp(-n \cdot x_j \sigma_t(E)) \Phi(E) dE}{\int_{E_1}^{E_2} \Phi(E) dE}, \quad (2)$$

де  $\sigma_t(E)$  – енергетично залежний повний нейтронний переріз досліджуваного зразка;  $\Phi(E) = \varphi(E)\varepsilon(E)$ ;  $\varphi(E)$  – функція, що описує форму нейтронного спектра після фільтра;  $\varepsilon(E)$  – ефективність реєстрації нейтронів детектором, фактично вона є пропорційною перерізу взаємодії нейтрона з робочим матеріалом детектора, тобто в разі використання  $^3\text{He}$  детектора  $\varepsilon(E)$  є пропорційною перерізу (n, p)-реакції на  $^3\text{He}$ :  $\varepsilon(E) \sim \sigma_{n,p}(E)$ . Переріз  $\sigma_{n,p}(E)$  для  $^3\text{He}$  є відомим, тому врахувати залежність ефективності детектора від енергії нейтронів достатньо просто.

У випадку, коли  $n x_j$  прямує до 0, якщо обмежитись двома членами ряду Тейлора для експоненти  $\exp(-n \cdot x_j \sigma_t(E)) \approx 1 - n \cdot x_j \sigma_t(E)$ , формулу (2) можна записати як

$$\langle T \rangle_j = 1 - n_j \cdot \frac{\int_{E_1}^{E_2} \sigma_t(E) \Phi(E) dE}{\int_{E_1}^{E_2} \Phi(E) dE} \equiv 1 - n \cdot x_j \cdot \langle \sigma_t \rangle^{неекр}, \quad (3)$$

де

$$\langle \sigma_t \rangle^{неекр} = \frac{\int_{E_1}^{E_2} \sigma_t(E) \Phi(E) dE}{\int_{E_1}^{E_2} \Phi(E) dE}. \quad (4)$$

Підставивши  $\langle T \rangle_j$  у формулу (1) і розклавши  $\ln[1 - n \cdot x_j \cdot \langle \sigma_t \rangle^{неекр}]$  у ряд, отримаємо для  $n \cdot x_j \rightarrow 0$

$$\langle \sigma_t \rangle^{експ} \approx \langle \sigma_t \rangle^{неекр}. \quad (5)$$

Якщо зразки є достатньо товстими, то слід урахувати й наступні члени ряду, тоді

$$\exp(-n \cdot x_j \sigma_t(E)) \approx 1 - n \cdot x_j \sigma_t(E) + (n \cdot x_j)^2 \sigma_t(E)^2 / 2 + \dots,$$

і для  $\langle T \rangle_j$  можна записати

$$\langle T \rangle_j \approx 1 - n \cdot x_j \cdot \langle \sigma_t \rangle^{неекр} + \frac{(n \cdot x_j)^2}{2} \cdot \frac{\int_{E_1}^{E_2} \sigma_t(E)^2 \Phi(E) dE}{\int_{E_1}^{E_2} \Phi(E) dE}. \quad (6)$$

Підставивши  $\langle T \rangle_j$  у формулу (1) і також розклавши логарифм у ряд, отримаємо для достатньо товстих зразків

$$\langle \sigma_t \rangle^{неекр} \approx \langle \sigma_t \rangle^{експ} + \frac{n \cdot x_j}{2} \cdot \frac{\int_{E_1}^{E_2} \sigma_t(E)^2 \Phi(E) dE}{\int_{E_1}^{E_2} \Phi(E) dE}. \quad (7)$$

Розрахувати аналітично другий член у формулі (7) доволі проблематично, тому для визначення впливу резонансного самоекранування було проведено моделювання за допомогою програми MCNP 4C [3].

**Експеримент**

Вимірювання повного нейтронного перерізу  $^{235}\text{U}$  проводились на 9-му горизонтальному експериментальному каналі (ГЕК-9) Київського дослідницького реактора ВВР-М. Детальну схему формування пучка фільтрованих нейтронів та спектрометричної установки на ГЕК-9 наведено в роботі [4]. Для виділення з реакторного спектра нейтронів із середньою енергією 2 кеВ використовувався квазі-моноенергетичний фільтр (табл. 1).

Таблиця 1. Склад фільтра із середньою енергією 2 кеВ

Елемент	Sc (JEFF-3.2)	$^{60}\text{Ni}$ (JEFF-3.2)	$^{54}\text{Fe}$ (JEFF-3.2)	S (JEFF-3.2)	Co (JEFF-3.2)	$^{10}\text{B}$ (JEFF-3.2)
Товщина, г/см <sup>2</sup>	110,59	80,2	39,37	55,7	26,7	0,2

Для реєстрації нейтронів було використано  $^3\text{He}$ -лічильник СНМ-17 та електронні блоки: попередній зарядовочутливий підсилювач, спектрометричний підсилювач БУИ-3К, багатоканальний спектрометр у системі КАМАК на основі АЦП 712, персональний комп'ютер та лінії зв'язку.

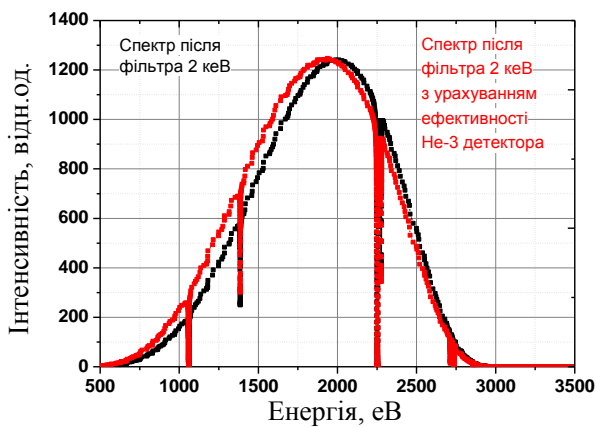


Рис. 2. Розрахункові спектри із середньою енергією нейтронів 2 кеВ.

Розрахункові спектри після фільтра, отримані за допомогою програми Filter-7 [5], представлено на рис. 2.

Розрахункові середня енергія та ширина основної нейтронної лінії (на рівні 95 % відгуку)

$$1,913 \pm_{0,857}^{0,691} \text{ кеВ.}$$

Розрахункова чистота фільтра – 99,60 %. Внесок кожної з домішкових ліній незначний: для ліній 26,7 кеВ він становить 0,01 %, для ліній 42,8, 49,0 та 64,6 кеВ – 0,15, 0,02 та 0,13 % відповідно. Урахування ефективності  $^3\text{He}$  детектора трохи змінює параметри нейтронної лінії - розрахункові середня енергія та ширина основної нейтронної лінії (на рівні 95 % відгуку) стають рівними:

$$1,856 \pm_{0,877}^{0,720} \text{ кеВ.}$$

Розрахункова чистота фільтра покращується до 99,95 %. Внески домішкових ліній стають ще нижчими: для ліній 26,7, 42,8 та 64,6 кеВ – 0,002, 0,023 та 0,014 % відповідно, внесок для лінії 49,0 кеВ становить менше 0,001 %.

Для досліджень повних нейтронних перерізів природного гафнію на фільтрованих нейтронних пучках гафній металічний у злитках було придбано в Державному науково-виробничому підприємстві «Цирконій». Згідно з паспортом хімічний склад металу у відсотках такий: гафній – не менше 99,26 %, відповідно масова частка домішок – 0,74 %, з яких 0,62 % належить цирконію. Для вимірювань було виготовлено набір зразків діаметром 30,4 мм.

На фільтрованому нейтронному пучку із середньою енергією 2 кеВ було проведено дві серії вимірювань. У кожній із серій було використано набір зразків металевого гафнію з товщинами від  $0,00236 \pm 0,00004$  до  $0,01257 \pm 0,00004$  ядер/б (характеристики кожного із зразків наведено в табл. 2). Для визначення фонових відліків було використано зразок поліетилену (ПЕ) товщиною 0,1856 ядер/б.

Таблиця 2. Експериментально отримані ефективні повні нейтронні перерізи

№ зразка	Перша серія			
	Товщина $n_i$ , ядер/б	$\sigma_i$ , б	$\Delta\sigma_i$ , б	$\Delta\sigma_i/\sigma_i$ , %
1	$0,00427 \pm 0,00004$	23,09	0,21	0,91
2	$0,00473 \pm 0,00004$	23,15	0,22	0,95
3	$0,00785 \pm 0,00004$	21,45	0,15	0,70
	Друга серія			
	Товщина $n_i$ , ядер/б	$\Sigma_i$ , б	$\Delta\sigma_i$ , б	$\Delta\sigma_i/\sigma_i$ , %
1	$0,00236 \pm 0,00004$	23,57	0,41	1,74
2	$0,00427 \pm 0,00004$	22,99	0,32	1,39
3	$0,01257 \pm 0,00004$	20,52	0,18	0,88

Вимірювання проходження нейтронів через зразки природного гафнію в кожній із серій проводились за схемою: (ЗР2+ПЕ), (ПЕ), (ЗР3+ПЕ), (ЗР1+ПЕ), (ЗР2), (П/П), (ЗР3), (ЗР1). Тут (ЗР1), (ЗР2) та (ЗР4) – відліки від нейтронів, що пройшли крізь 1, 2 та 3-й зразки гафнію відповідно; (ЗР1+ПЕ), (ЗР2+ПЕ) та (ЗР3+ПЕ) – відліки від нейтронів, що пройшли крізь 1, 2 та 3-й зразки гафнію відповідно, але нейтронний пучок перекрито поліетиленом; (П/П) та (ПЕ) – відліки від нейтронів прямого пучка та прямого пучка, перекритого поліетиленом. Зміна положень зразків відбувалася кожної хвилини, щоб нівелювати вплив нестабільності апаратури та потужності реактора. Одне вимірювання складалося з 15 таких циклів. У першій серії було виконано 13 вимірювань, сумарний час 11700 с; у другій серії було проведено 4 вимірювання, їхній сумарний час 3600 с.

Після введення поправки на мертвий час проходження зразків природного гафнію було визначено за формулою

$$T_i = \frac{N_i - \Phi_i}{N_0 - \Phi_{0i}}, \quad (8)$$

де  $N_i$  та  $N_{0i}$  – число відліків в  $i$ -му каналі при наявності на пучку зразка (ЗРі) та при наявності на пучку зразка і поліетилену (ЗРі + ПЕ);  $\Phi_i$  та  $\Phi_{0i}$  – число відліків в  $i$ -му каналі при відсутності на пучку зразка (П/П) та наявності на пучку лише поліетилену (ПЕ).

Для визначення ефективного повного нейтронного перерізу та його похибки за результатами експериментально отриманого проходження використовувались такі формули:

$$\sigma_j = -\frac{1}{n_j} \left( \ln \langle T \rangle_M + \sum_{k=1}^N n_k \sigma_k \right), \quad (9)$$

$$\Delta \sigma_j = \frac{1}{n_j} \sqrt{\left( \frac{\Delta \langle T \rangle_M}{\langle T \rangle_M} \right)^2 + (\sigma_j \times \Delta n_j)^2 + \left( \sum_{k=1}^N \sigma_k \times \Delta n_k \right)^2 + \left( \sum_{k=1}^N n_k \times \Delta \sigma_k \right)^2}, \quad (10)$$

де  $n_j$ ,  $n_k$  та  $\Delta n_j$ ,  $\Delta n_k$  – товщина та її похибка для основного та кожного з домішкових ізотопів у зразку;  $\sigma_k$  та  $\Delta \sigma_k$  – повний нейтронний переріз та його похибка для  $k$ -го домішкового ізотопу в досліджуваній області енергій;  $\langle T \rangle_M$  та  $\langle \Delta T \rangle_M$  – проходження, усереднене по  $M$  вимірюваннях, та його статистична похибка.

Ефективні повні нейтронні перерізи природного гафнію, отримані при вимірюванні зразків гафнію різної товщини, наведено в табл. 2 та представлено на рис. 3.

зразка, що вказує на присутність резонансів у перерізі гафнію в енергетичному діапазоні 1,056 ÷ 2,604 кеВ (енергетичний діапазон фільтрованих нейтронів із середньою енергією 2 кеВ). Для визначення неекранованого повного нейтронного перерізу слід ввести поправки на ефект резонансного самоекранування, а саме поділити отриманий спостережуваний повний нейтронний переріз на фактор резонансного самоекранування:

$$\langle \sigma_t \rangle_j^{неекр} = \frac{\langle \sigma_t \rangle_j^{эф}}{k_j}, \quad (11)$$

де  $k_j$  – фактор резонансного самоекранування для товщини  $j$  зразка, отриманий із MCNP розрахунків

$$k_j = \frac{\langle \sigma_t \rangle_j^{екр. розр}}{\langle \sigma_t \rangle_j^{неекр. розр}}. \quad (12)$$

### MCNP-розрахунки

Для визначення впливу резонансного самоекранування було проведено моделювання за допомогою програми MCNP 4C, завдяки чому розраховано неекранований повний нейтронний переріз  $\langle \sigma_t \rangle_j^{неекр. розр}$ , набір екранованих нейтронних перерізів  $\langle \sigma_t \rangle_j^{екр. розр}$  для  $j$ -х товщин досліджуваного зразка, обчислено фактори резонансного самоекранування  $k_j$  та отримано аналітичні залежності факторів резонансного самоекранування від товщини досліджуваного зразка.

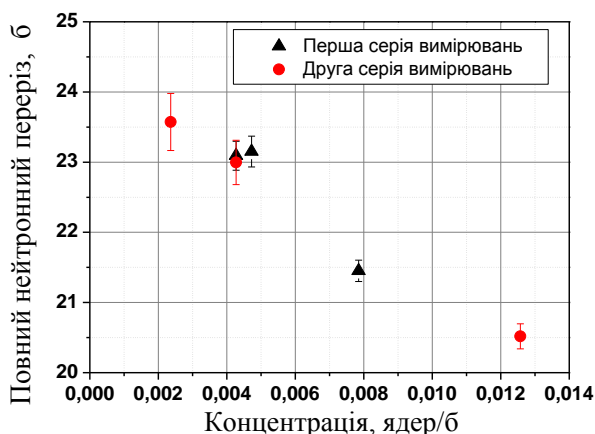


Рис. 3. Залежність ефективного повного нейтронного перерізу  $^{nat}\text{Hf}$  від товщини зразка.

Із табл. 2 та рис. 3 видно, що експериментально визначений спостережуваний повний нейтронний переріз природного гафнію залежить від товщини

У моделюванні використовувалась дещо спрощена геометрія експерименту, а саме: в якості джерела нейтронів брався розрахунковий спектр після фільтра з врахуванням ефективності нейтронного детектора (див. рис. 2), зразок <sup>nat</sup>Hf діаметром 30,4 мм розміщувався на відстані 2 м від джерела, відстань від зразка до детектора нейтронів (параметри якого приймалися Ø = 38 мм, l = 200 мм) також бралася 2 м. Моделювання проводилось для 10 товщин зразка <sup>nat</sup>Hf: п'ять товщин брались рівними товщинам зразків, використаних в експерименті, п'ять інших бралися більш тонкими. Товщина найбільш тонкого зразка, використаного в розрахунках, становила 0,00022 ядер/б. Ми обмежилися цією товщиною, оскільки подальше зменшення товщини зразка не призводило до зміни розрахункового  $\langle \sigma_t \rangle_j^{екр.розр}$ . Було проведено розрахунки з використанням даних із двох БОЯД: ENDF/B-VI та CENDL-3.1. Як було відзначено вище, у цих БОЯД спостерігається найбільша відмінність у повних нейтронних перерізах <sup>nat</sup>Hf. Результати розрахунків  $\langle \sigma_t \rangle_j^{екр.розр}$  від товщини зразка з використанням цих БОЯД представлено на рис. 4 (для більшої наочності на рисунку наведено також перерізи, отримані в експерименті). Екстраполяція до нульової товщини (суцільні лінії) поліномом другого порядку  $\langle \sigma_t \rangle_j^{екр.розр} = a + b \cdot n_j + c \cdot n_j^2$  (коефіцієнти a, b та c наведено в табл. 3) дає можливість визначити  $\langle \sigma_t \rangle_j^{неекр.розр} = (34,79 \pm 0,07)$  б за даними ENDF/B-VI та  $\langle \sigma_t \rangle_j^{неекр.розр} = (23,72 \pm 0,04)$  б за даними CENDL-3.1.

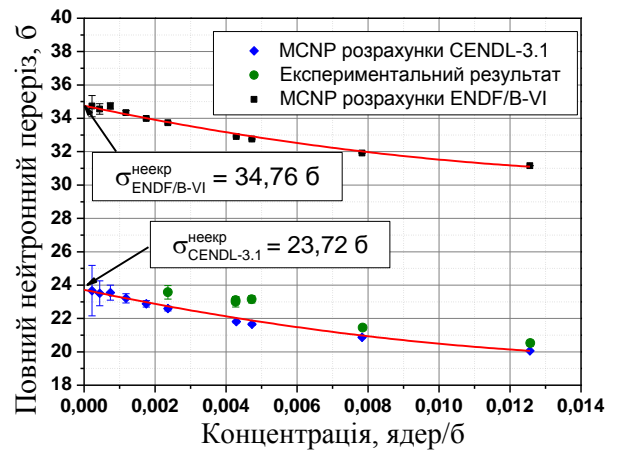


Рис. 4. Залежність повного нейтронного перерізу від товщини зразка. Експериментальні результати та розрахунковий набір перерізів за даними бібліотек ENDF/B-VI та CENDL-3.1.

Як видно з табл. 3, незважаючи на те, що значення неекранованих перерізів, отриманих за даними бібліотек ENDF/B-VI та CENDL-3.1, відрізняються більше, ніж на 30 %, відмінність між параметрами b значно менша (на рис. 4 криві взагалі виглядають майже паралельними). Така картина може спостерігатися в тому випадку, коли в досліджуваній області енергій резонансна структура перерізів, наведена в різних БОЯД, є хоч і відмінною, але достатньо близькою.

Фактори резонансного самоекранування  $k_j$ , обчислені за формулою (13), використовуючи результати розрахунків за даними ENDF/B-VI та CENDL-3.1, представлено в табл. 4.

Таблиця 3. Параметри екстраполяції з використанням бібліотек ENDF/B-VI та CENDL-3.1

БОЯД	Коефіцієнти			$\chi^2$
	a	b	c	
ENDF/B-VI	34,79 ± 0,07	-504 ± 19	17153 ± 1106	0,99867
CENDL-3.1	23,72 ± 0,04	-447 ± 39	12411 ± 2899	0,99997

Таблиця 4. Розраховані фактори резонансного самоекранування

Товщина n <sub>r</sub> , ядер/б	ENDF/B-VI		CENDL-3.1	
	k <sub>j</sub>	Δk <sub>j</sub>	k <sub>j</sub>	Δk <sub>j</sub>
0,00022	0,9991	0,0184	0,9979	0,0637
0,00044	0,9942	0,0092	0,9911	0,0317
0,00074	0,9994	0,0055	0,9928	0,0190
0,00118	0,9879	0,0036	0,9785	0,0119
0,00175	0,9778	0,0025	0,9646	0,0082
0,00236*	0,9704	0,0019	0,9528	0,0061
0,00427*	0,9468	0,0012	0,9195	0,0037
0,00473*	0,9422	0,0012	0,9127	0,0033
0,00783*	0,9183	0,0010	0,8798	0,0022
0,01256*	0,8964	0,0008	0,8457	0,0019

\* Товщини зразків, що використовувались в експериментальних вимірюваннях.

Похибки  $\Delta k_j$ , наведені в табл. 4, розраховувались за формулою

$$\Delta k_j = k_j \cdot \sqrt{\left(\frac{\Delta\langle\sigma_t\rangle_j^{екр.розр}}{\langle\sigma_t\rangle_j^{екр.розр}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta\langle\sigma_t\rangle_j^{неекр.розр}}{\langle\sigma_t\rangle_j^{неекр.розр}}\right)^2} \tag{13}$$

Отримані значення факторів резонансного самоекранування  $k_j$  було використано для оцінки експериментального значення  $\langle\sigma_t\rangle_j^{неекр}$  (застосувавши формулу (12)). Результати обчислень наведено в табл. 5.

Таблиця 5. Спостережувані (екрановані) та неекрановані перерізи

Товщина $p_j$ ядер/б	Експериментальні та експериментально-розрахункові результати, б					
	Спостережуваний (екранований) переріз		$\langle\sigma_t\rangle_j^{екр} / k_{ENDF/B-VI}$		$\langle\sigma_t\rangle_j^{екр} / k_{CENDL-3.1}$	
	$\langle\sigma_t\rangle_j^{екр}$	$\Delta\langle\sigma_t\rangle_j^{екр}$	$\langle\sigma_t\rangle_j^{неекр}$	$\Delta\langle\sigma_t\rangle_j^{неекр}$	$\langle\sigma_t\rangle_j^{неекр}$	$\Delta\langle\sigma_t\rangle_j^{неекр}$
0,00236	23,573	0,406	24,2920	0,4211	24,7408	0,4546
0,00427	22,996	0,315	24,2881	0,3341	25,0092	0,3571
0,00427	23,092	0,206	24,3895	0,2198	25,1136	0,2458
0,00473	23,151	0,22	24,5712	0,2356	25,3654	0,2579
0,00785	21,451	0,151	23,3595	0,1664	24,3817	0,1821
0,01257	20,518	0,179	22,8893	0,2007	24,2616	0,2186

Похибки  $\Delta\langle\sigma_t\rangle_j^{неекр}$ , наведені в табл. 5, розраховувались за формулою

$$\Delta\langle\sigma_t\rangle_j^{неекр} = \langle\sigma_t\rangle_j^{неекр} \times \sqrt{\left(\frac{\Delta\langle\sigma_t\rangle_j^{екр}}{\langle\sigma_t\rangle_j^{екр}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta k_j}{k_j}\right)^2} \tag{14}$$

Середні значення експериментальної величини неекранованого перерізу, визначені за результатами вимірювань шести зразків гафнію, дорівнюють  $\langle\sigma_t\rangle_j^{неекр} = 23,75 \pm 0,29$  б при використанні факторів резонансного самоекранування з розрахунків за даними з ENDF/B-VI та  $\langle\sigma_t\rangle_j^{неекр} = 24,71 \pm 0,19$  б – з CENDL-3.1. Як і очікувалось, значення неекранованих перерізів виявляються близькими – відмінність становить лише 1 б, але яке ж значення вважати більш достовірним? Оскільки за абсолютним значенням наш результат краще узгоджується з даними з бібліотеки CENDL-3.1, то ми надаємо перевагу набору коефіцієнтів резонансного самоекранування, визначеним із розрахунків за даними цієї БОЯД, тому вважаємо, що отримане в даній роботі експериментальне значення неекранованого перерізу становить  $\langle\sigma_t\rangle_j^{неекр} = 24,71 \pm 0,19$  б.

Слід зауважити, що дані з повних нейтронних перерізів природного гафнію, що включені до найновішої версії американської БОЯД ENDF/B-VII.1 (вона випущена вже після наших експериментальних досліджень), також дають значно менше значення перерізу, ніж це було в ENDF/B-VI. Для

наочності на рис. 5 ми наводимо перерізи повного нейтронного перерізу природного гафнію, усереднені по спектру фільтра 2 кеВ (повний діапазон усереднення 0,36 - 2,99 кеВ), з різних БОЯД та наше експериментальне значення у вигляді гістограми.

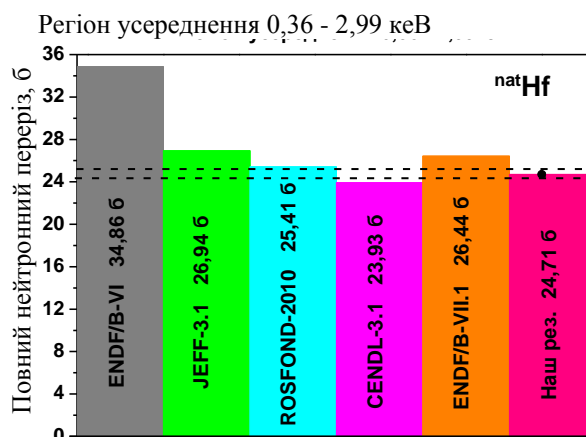


Рис. 5. Перерізи повного нейтронного перерізу природного гафнію, усереднені по спектру фільтра 2 кеВ, із різних БОЯД та наше експериментальне значення. (Див. кольоровий рисунок на сайті журналу.)

Як видно з рис. 5, наше усереднене значення неекранованого перерізу непогано узгоджується з новими версіями БОЯД, найкраще узгодження спостерігається з бібліотекою ROSFOND-2010. Щодо експериментальних даних інших авторів (див. рис. 1 – щоб уникнути повтору графіка, ми навели наше експериментальне значення на цьому рисунку зеленою лінією), наше значення лежить дещо вище даних інших авторів. Проаналізувати причину відмінностей нашого результату з даними

робіт С. Hibdon (1950, EXFOR # 12646005), L. M. Bollinger+ (1953, EXFOR # 12108002), J. A. Harvey+ (1955, EXFOR # 11912040), W. Dilg+ (1972, EXFOR # 20583025) неможливо, бо в роботах не наводяться параметри зразків гафнію, які використовувались в експериментальних дослідженнях. Щодо роботи Н. J. Cho+ (2000, EXFOR # 22725003), то дані про товщини зразків відомі: 0,002224, 0,006731, 0,008975, 0,013462 ядер/б, тобто в експерименті було використано зразки, які за товщинами дуже близькі до зразків, використаних у нашому експерименті (нагадаємо, товщини наших зразків 0,00236, 0,00427, 0,00473, 0,00785, 0,01257 ядер/б). Як було проілюстровано вище, при таких товщинах слід враховувати вплив ефекту резонансного самоекранування, чого, виходячи з тексту статті Н. J. Cho+ [6], авторами не робилося. Уведення поправки на резонансне самоекранування збільшило б значення перерізів із [6], як мінімум на 7 % (це відповідає середньому значенню коефіцієнта резонансного самоекранування для використаних в експерименті зразків), і ці дані стали б ближчими до наших значень.

### Висновки

Визначено експериментальне усереднене значення неекранованого перерізу  $^{nat}\text{Hf}$  в області енергії 0,39 – 2,99 кеВ  $\langle \sigma_{\text{експ}}^{\text{неекр}} \rangle = 24,71 \pm 0,19\text{б}$  (0,8 %).

Поправки на ефект резонансного самоекранування розраховувались за допомогою моделювання експерименту з використанням коду MCNP 4C за даними двох найбільш відмінних БОЯД ENDF/B-VI та CENDL-3.1, різниця між величинами неекранованого перерізу  $^{nat}\text{Hf}$ , визначеними за результатами розрахунків за цими двома бібліотеками, лише  $0,96 \pm 0,01\text{б}$ . І хоч ми надали перевагу CENDL-3.1, така невелика відмінність дозволяє стверджувати про доцільність такого підходу для врахування впливу резонансного самоекранування.

Порівняльний аналіз нашого результату з даними інших авторів показав, що наші дані лежать вище, але в нашій роботі було враховано вплив резонансного самоекранування перерізу, чого не робилося в інших роботах, що, на наш погляд, і призвело до заниження величини перерізів.

Порівняльний аналіз нашого результату з даними сучасних БОЯД показав, що наші дані добре узгоджуються з найновішими версіями БОЯД, найкраще узгодження спостерігається з БОЯД ROSFOND-2010.

Аналіз існуючих експериментальних даних та оцінених даних у сучасних БОЯД для повного нейтронного перерізу  $^{nat}\text{Hf}$  вказує на необхідність проведення нових експериментальних досліджень в області енергій вище 2 кеВ, що планується нами в майбутньому.

### СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1. The NEA Nuclear Data High Priority Request List.
2. PREPRO 2007. ENDF/B Pre-processing codes (ENDF/B-VII Tested). Nuclear Data Section IAEA, Vienna, Austria.
3. J. Briesmeister. MCNP General Monte Carlo Code N-Particle Transport Code Version 4C, LA-13709-M. 1993.
4. Звіт про науково-дослідну роботу «Дослідження перерізів взаємодії ядер конструкційних матеріалів з нейтронами в діапазоні енергій від 2 до 275 кеВ на фільтрованих реакторних пучках». Шифр: 10/234. ДР № 0112U004480. 2016.
5. О.О. Gritzay, М.М. Vakulenko. Development of the code for filter calculation. In: Proc. of the 4-th Intern. Conf. "Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy" (Kyiv, Ukraine, Sept. 3 - 7, 2012) (Kyiv, 2013) p. 426.
6. Hyun-Je Cho et al. Measurement of neutron total cross-sections of Dy and Hf in the energy range 0.002 to 100 keV. *Annals of Nuclear Energy* 27 (2000) 1259.

О. О. Грицай\*, А. К. Гримало, В. А. Пшеничний

*Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев, Украина*

\*Ответственный автор: ogritzay@kinr.kiev.ua; ogritzay@ukr.net

### ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОЛНОГО НЕЙТРОННОГО СЕЧЕНИЯ НАТУРАЛЬНОГО ГАФНИЯ НА ФИЛЬТРОВАННОМ ПУЧКЕ НЕЙТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 2 кэВ

Получено неэкранированное значение полного нейтронного сечения  $^{nat}\text{Hf}$  при энергии фильтрованных нейтронов 2 кэВ. Для определения неэкранированного значения сечения  $^{nat}\text{Hf}$  использовался код MCNP 4C и результаты измерений на шести образцах с толщинами от 0,00236 до 0,01257 ядер/б. Полученные значения полного нейтронного сечения  $^{nat}\text{Hf}$  сравнены с данными других авторов и с данными библиотек оцененных ядерных данных.

*Ключевые слова:* полное нейтронное сечение,  $^{nat}\text{Hf}$ , факторы резонансного самоэкранирования, код MCNP 4C.

**O. O. Gritzay\*, A. K. Grymalo, V. A. Pshenychnyi**

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

\*Corresponding author: ogritzay@kinr.kiev.ua; ogritzay@ukr.net

**DETERMINATION OF THE TOTAL NEUTRON CROSS SECTION FOR NATURAL HAFNIUM  
ON THE FILTERED NEUTRON BEAM WITH 2 keV ENERGY**

Unshielded value of the total neutron cross section of the  $^{nat}\text{Hf}$  at the neutron 2 keV energy was obtained. The MCNP 4C code and measurement results obtained with using six samples for thicknesses from 0.00236 to 0.01257 nucl/b was used for determination of the unshielded value of the  $^{nat}\text{Hf}$  cross section. Obtained value of the total neutron cross section of the  $^{nat}\text{Hf}$  was compared with the data of other authors and with data from the evaluated nuclear data libraries.

*Keywords:* total neutron cross section,  $^{nat}\text{Hf}$ , resonance self-shielding factors, MCNP 4C-code.

REFERENCES

1. The NEA Nuclear Data High Priority Request List.
2. PREPRO 2015. ENDF/B Pre-processing codes (ENDF/B-VII Tested). Nuclear Data Section IAEA, Vienna, Austria.
3. J. Briesmeister. MCNP General Monte Carlo Code N-Particle Transport Code Version 4C, LA-13709-M (1993).
4. Report on research work "Investigation of nuclear interaction cross sections of structural materials with neutrons in the energy range from 2 to 275 keV on filtered reactor beams". Cypher: 10/234. RW No. 0112U004480. 2016. (Ukr)
5. O.O. Gritzay, M.M. Vakulenko. Development of the code for filter calculation. In: Proc. of the 4-th Intern. Conf. "Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy" (Kyiv, Ukraine, Sept. 3 - 7, 2012) (Kyiv, 2013) p. 426.
6. Hyun-Je Cho et al. Measurement of neutron total cross-sections of Dy and Hf in the energy range 0.002 to 100 keV. *Annals of Nuclear Energy* 27 (2000) 1259.

Надійшла 19.05.2017

Received 19.05.2017