

Ю. Г. Щепкін, В. І. Слісенко, Н. І. Мазіна\*, Т. А. Костюк

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

\*Відповідальний автор: nadin\_v@kinr.kiev.ua

## ДОСЛІДЖЕННЯ ВЗАЄМОДІЇ НЕЙТРОНІВ ІЗ РЕЧОВИНОЮ ПРИ ВИСОКИХ НЕЙТРОННИХ ПОТОКАХ. ЧАСТИНА ІІІ. ДОСЛІДЖЕННЯ ЧАСОВОЇ ЗАЛЕЖНОСТІ ПРОПУСКАННЯ НЕЙТРОНІВ

Проведено вимірювання пропускання нейтронів через два зразки  $^{235}\text{U}$ , кадмію, що знаходяться одночасно на нейтронному пучку, при різній послідовності їхнього розташування для різного часу експозиції зразків на пучку. Підтверджена раніше спостережувана відмінність зазначених пропускань – асиметрія пропускання. Мета вимірювань – визначення часу життя метастабільних станів, уведених для пояснення спостережуваної асиметрії пропускання. На основі результатів вимірювань асиметрії пропускання встановлено, що він менший 5 с.

*Ключові слова:* нейтрон, переріз, час життя, густина потоку нейтронів, асиметрія пропускання, зведена ймовірність переходу, метастабільний стан.

Дослідження взаємодії нейтронів із різними речовинами при високих значеннях густини потоку  $N_0$  (кількість нейтронів, що падають за одиницю часу на одиницю поверхні зразка), наведене в роботах [1 - 3], показало наявність залежності нейтронного перерізу  $^{235}\text{U}$  від  $N_0$ . Це вдалося досягти завдяки високим значенням густини теплового потоку нейтронів реактора і перерізу поглинання урану, кількість актів поглинання нейтронів в урані досягає значної величини і дорівнює  $\sim 3 \cdot 10^9$  за 1 с в  $1 \text{ cm}^3$ . Наявність указаної залежності була встановлена по відмінності пропускання нейтронів через два зразки  $^{235}\text{U}$ , кадмію при зміні послідовності розташування зразків – асиметрія пропускання (АП). На основі аналізу проведених вимірювань для пояснення виявленої залежності було припущено, що в результаті взаємодії нейтронів із досліджуванним зразком  $^{235}\text{U}$  утворені уламки поділу у цьому ж зразку збуджують метастабільний стан з аномально великими значеннями характеристик цього стану – нейтронним перерізом і часом життя. При такому передбаченні стає зрозумілою спостережувана залежність нейтронного перерізу  $^{235}\text{U}$  від  $N_0$  – нейтрон спочатку викликає акт поділу, що призводить до утворення збудженого стану, а наступний нейтрон взаємодіє з цим станом. Тобто, до звичайних взаємодій нейтронів із початковими ядрами  $^{235}\text{U}$ , інтенсивність яких пропорційна густині потоку нейтронів, додаються взаємодії, інтенсивність яких пропорційна квадрату густини потоку нейтронів, що і призводить у підсумку до залежності перерізу від  $N_0$ . Такий додаток стає помітним завдяки високим значенням  $N_0$  та характеристикам метастабільного стану.

Враховуючи можливий вплив побічних ефектів на результат вимірювань, у роботах [1 - 3] проведено дослідження з широким набором двох різних речовин, з варіацією  $N_0$ , спектра падаючого потоку нейтронів, температури зразка  $^{235}\text{U}$ . АП спостерігається тільки для двох зразків, що включають  $^{235}\text{U}$ , тобто спостережуваний ефект пов'язаний з актом поділу, але не з процесами поглинання чи розсіяння нейтронів. Аналіз можливих механізмів прояву поділу урану на виникнення АП привів до припущення про збудження  $^{235}\text{U}$  метастабільного стану.

### Особливості методики

Класичні методи вимірювання перерізів дозволяють вимірювати переріз не краще, ніж із процентною точністю. Так як спостережувана зміна нейтронного перерізу незначна (відносна зміна  $\sim 2,6 \cdot 10^{-4}$ ), у попередніх роботах [1 - 3] була розроблена методика виявлення малої зміни перерізу, в якій вимірюються інтенсивності  $N_{1,2}$  і  $N_{2,1}$  потоку нейтронів, що пройшли через зразки двох різних речовин, які знаходяться на пучку нейтронів. У першому вимірюванні  $N_{1,2}$  нейтрони спочатку проходять зразок 1, потім 2, а у другому вимірюванні  $N_{2,1}$  нейтрони спочатку проходять зразок 2, потім 1. При відсутності залежності від  $N_0$  інтенсивності  $N_{1,2}$  і  $N_{2,1}$  рівні, у випадку ж залежності перерізу від щільності взаємодії  $N_{1,2} \neq N_{2,1}$  і виникає АП [1 - 3], яка визначається як

$$q = (N_{1,2} - N_{2,1}) / 0,5(N_{1,2} + N_{2,1}). \quad (1)$$

© Ю. Г. Щепкін, В. І. Слісенко, Н. І. Мазіна, Т. А. Костюк, 2017

Можливість визначення зміни перерізу у вказаних вище масштабах таким методом обумовлена тим, що вимірювання носить відносний характер, при вимірюванні інтенсивностей  $N_{1,2}$  і  $N_{2,1}$  практично не змінюються умови вимірювань – лічильне завантаження детектора, фон.

Висока часова стабільність вимірювань досягається за рахунок відносно невеликих проміжків експозиції зразків у послідовностях 1, 2 та 2, 1, використання високостабільного джерела нейтронів – реактора – і реєстрацією нейтронів (вимірювання інтенсивностей  $N_{1,2}$  та  $N_{2,1}$ ) 4π-сцинтиляційним багатосекційним детектором [1 - 3]. Реєстрація нейтронів за допомогою 4π-детектора великого об'єму по реакції поглинання нейтронів у кадмії забезпечує велике енерговиділення в об'ємі детектора (енергія каскаду гамма-променів 9,1 МеВ, множинність  $\nu_{\gamma} \sim 3-7$ ). Це дає змогу встановити режим реєстрації з виділенням актів поглинання нейтронів із кратністю збігів  $k \geq 3$  при рівні дискримінації  $E_c$  з енерговиділенням у кожній секції детектора всього  $E_c \approx 35$  кеВ. При великій енергії, яка виділяється

в детекторі (завдяки великим значенням енергії гамма-каскаду і об'єму детектора), і низькому значенню  $E_c$  система має високу стабільність реєстрації нейтронів. Зміна значення  $E_c$  на 10 % приводить до зміни реєстрації актів поглинання нейтронів усього на 0,06 %. Разом з тим система має високу ефективність реєстрації  $\epsilon_n$  акту поглинання нейтрона і низький рівень фону. Значення  $\epsilon_n$  дорівнює 66 %, рівень фону лежить у межах 0,8 - 1,5 % завдяки виділенню актів поглинання з  $k \geq 3$ .

### Спосіб вимірювання

Для визначення часу  $T$  життя метастабільного стану  $^{235}\text{U}$  в даній роботі проведено вимірювання АП при різних значеннях часу експозиції  $T_e$  зразків на пучку. Для отримання величини  $T$  із таких вимірювань необхідно встановити зв'язок АП з часом  $T$  життя, часом  $T_e$  експозиції зразків на пучку, часовими інтервалами  $T_n$  і  $T_l$  між послідовностями 1, 2 і 2, 1 зразків на пучку в межах одного циклу і між найближчими циклами відповідно (рис. 1).

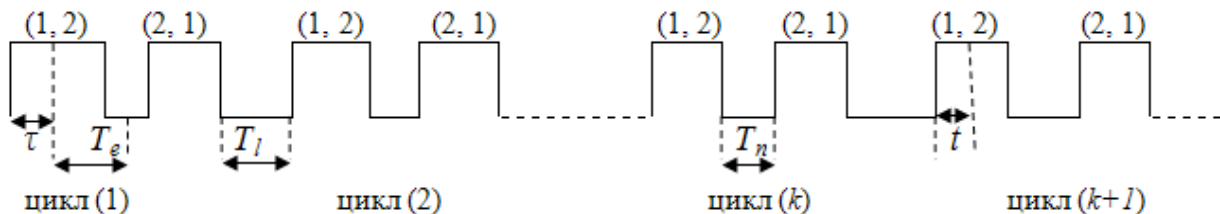


Рис. 1. Часова діаграма послідовностей зразків і циклів вимірювань.  
 $T_n$  і  $T_l$  – часові інтервали між найближчими послідовностями та циклами відповідно.

Отримаємо загальне співвідношення для АП, яке зв'язує величину  $q$  із вказаними вище часовими характеристиками та характеристиками метастабільного стану. Візьмемо цикл 1 та довільний цикл  $(k+1)$  і розглянемо всі можливі комбінації утворення збуджених станів та взаємодій нейтронів з ними. Усі взаємодії розглядаємо у зразку 1 у прошарку товщиною  $dn$  після проходження нейтронами товщини зразка  $n$ . Кількість взаємодій  $dN_{\Sigma}^{(1)}$  протягом часу  $d\tau$  у момент часу  $\tau$  у послідовності 1, 2 циклу 1 є

$$dN_{\Sigma}^{(1)} = (N_{\Sigma}(n) / T_e) dn \sigma d\tau. \quad (2)$$

$N_{\Sigma}(n)$  – потік нейтронів на товщину зразка  $n$  за час  $T_e$  у послідовності 1, 2. У вищевказаній формулі й далі за текстом потік нейтронів, що падає на зразок, кількість взаємодій нейтронів із зразком, товщина зразка і прошарку, які визначають кількість речовини зразка, відносяться до

одиночної поверхні зразка. Кількість утворених збуджених станів у результаті цих взаємодій дорівнює

$$dN_{\Sigma}^{(2)} = dN_{\Sigma}^{(1)} \psi, \quad (3)$$

де  $\psi$  – вихід збуджених станів. Із цієї кількості до моменту часу  $t$  (від початку послідовності 1, 2 циклу  $(k+1)$ ) доживе  $dN_{\Sigma}^{(3)}$  збуджених станів:

$$dN_{\Sigma}^{(3)} = dN_{\Sigma}^{(2)} \exp(-(a_1 - \tau + t) \ln 2 / T), \quad (4)$$

де  $a_1$  – часовий інтервал між початками одноіменних послідовностей циклів 1 і  $(k+1)$ :

$$a_1 = (2T_e + T_n + T_l) \cdot k. \quad (5)$$

Від усіх взаємодій у послідовності 1, 2 циклу 1 (тобто за час  $T_e$ ) доживе до моменту  $t$  послідовності 1, 2 циклу  $(k+1)$  така кількість збуджених станів:

$$N_{\Sigma}^{(4)} = \int_{\tau=0}^{T_e} dN_{\Sigma}^{(3)} = \int_{\tau=0}^{T_e} [(N_{\Sigma}(n)/T_e)\sigma\psi \exp(-\frac{(a_1 - \tau + t)\ln 2}{T}dn)]d\tau. \quad (6)$$

Кількість взаємодій нейтронів з цими збудженими станами протягом часу  $dt$  дорівнює

$$dN_{\Sigma}^{(5)} = (N_{\Sigma}(n)/T_e)dN_{\Sigma}^{(4)}\sigma'dt, \quad (7)$$

де  $\sigma'$  – переріз збуджених станів. Кількість  $dN_{\Sigma}^{(a1)}$  взаємодій нейтронів за час  $T_e$  послідовності 1, 2 циклу  $(k+1)$  із збудженими станами, утвореними протягом послідовності 1, 2 циклу  $(k+1)$ , отримаємо, інтегруючи по часу величину  $dN_{\Sigma}^{(5)}$  і підставляючи  $dN_{\Sigma}^{(1)}$ ,  $dN_{\Sigma}^{(2)}$ ,  $dN_{\Sigma}^{(3)}$  та  $dN_{\Sigma}^{(4)}$ :

$$dN_{\Sigma}^{(a1)} = \int_0^{T_e} dN_{\Sigma}^{(5)} = [N_{\Sigma}(n)]^2 P(\sigma/T_e) [\exp(-a_1 \ln 2/T)] dn, \quad (8)$$

де

$$P = (1/T_e)\sigma'\psi(T/\ln 2)^2 [\exp(\frac{T_e \ln 2}{T}) - 1] \times$$

$$\times [1 - \exp(-\frac{T_e \ln 2}{T})]. \quad (9)$$

Повна кількість взаємодій  $dN_{\Sigma}^{(A1)}$  нейтронів у циклі  $(k+1)$  у послідовності 1, 2 із збудженими ядрами, утвореними в послідовності 1, 2 попередніх  $k$  циклах, визначається сумуванням величини  $dN_{\Sigma}^{(a1)}$  по  $k$ :

$$dN_{\Sigma}^{(A1)} = \sum_1^k dN_{\Sigma}^{(a1)} = [N_{\Sigma}(n)]^2 P dn \sum_1^k \exp(-a_1 \ln 2/T). \quad (10)$$

Аналогічно одержуємо кількість взаємодій  $dN_{\Sigma}^{(A2)}$  нейтронів у циклі  $(k+1)$  у послідовності 1, 2 із збудженими ядрами, утвореними у всіх послідовності 2, 1 попередніх  $k$  циклах, кількість взаємодій  $dN_{\Sigma}^{(A3)}$  нейтронів у циклі  $(k+1)$  у послідовності 2, 1 із збудженими станами, утвореними у всіх послідовності 1, 2 попередніх  $k$  циклах, і кількість взаємодій  $dN_{\Sigma}^{(A4)}$  нейтронів у циклі  $(k+1)$  у послідовності 2, 1 із збудженими станами, утвореними у всіх послідовності 2, 1 попередніх  $k$  циклах:

$$dN_{\Sigma}^{(A2)} = [N_{\Sigma}(n)]^2 (\sigma/T_e) P T_c \sum_1^k (\exp[-(a_1 - T_e - T_n)\ln 2/T]) dn, \quad (11)$$

де  $T_c$  – пропускання зразка 2;

$$dN_{\Sigma}^{(A3)} = [N_{\Sigma}(n)]^2 (\sigma/T_e) P (1/T_c) \sum_1^k (\exp[-(a_1 + T_e + T_n)\ln 2/T]) dn, \quad (12)$$

$$dN_{\Sigma}^{(A4)} = [N_{\Sigma}(n)]^2 (\sigma/T_e) P \sum_1^k (\exp[-a_1 \ln 2/T]) dn, \quad (13)$$

у співвідношеннях (12) і (13)  $N_{\Sigma}(n)$  – потік послідовності 2, 1.

Отже, співвідношення (10 - 13) визначають кількість взаємодій нейтронів у циклі  $(k+1)$  у послідовностях 1, 2 та 2, 1 за час експозиції  $T_e$  у прошарку товщиною  $dn$  після проходження нейтронами товщини зразка  $n$  із збудженими ядрами, утвореними у всіх попередніх циклах (від 1 до  $k$ ) і довших до циклу  $(k+1)$ . Аналогічним способом визначається кількість  $dN_{\Sigma}^{(A5)}$  взаємодій нейтронів у циклі  $(k+1)$  у послідовності 1, 2 із збудженими станами, утвореними у цій же послідовності 1, 2 циклу  $(k+1)$ , кількість  $dN_{\Sigma}^{(A6)}$  взаємодій нейтронів у циклі  $(k+1)$  у послідовності 2, 1 із збудженими станами, утвореними у цій же

послідовності 2, 1 цього ж циклу  $(k+1)$  і кількість взаємодій  $dN_{\Sigma}^{(A7)}$  нейтронів у циклі  $(k+1)$  у послідовності 2, 1 із збудженими станами, утвореними у цьому ж циклі  $(k+1)$ , але в послідовності 1, 2 і довшими до часу послідовності 2, 1:

$$dN_{\Sigma}^{(A5)} = [N_{\Sigma}(n)/T_e]^2 \sigma\sigma'\psi(T/\ln 2) \times [T_e - (T/\ln 2)(1 - \exp(-\frac{T_e \ln 2}{T}))] dn, \quad (14)$$

де  $N_{\Sigma}(n)$  – потік послідовності 1, 2;

$$dN_{\Sigma}^{(A6)} = [N_{\Sigma}(n)/T_e]^2 \sigma\sigma'\psi(T/\ln 2) \times [T_e - (T/\ln 2)(1 - \exp(-\frac{T_e \ln 2}{T}))] dn; \quad (15)$$

$$dN_{\Sigma}^{(A7)} = [N_{\Sigma}(n) / T_e]^2 (1 / T_c) \sigma \sigma' \psi(T / \ln 2)^2 \times \exp(-\frac{T_n \ln 2}{T}) \cdot [1 - \exp(-T_e \ln 2 / T)]^2 dn. \quad (16)$$

У співвідношеннях (15) та (16)  $N_{\Sigma}(n)$  – потік послідовності 2, 1.

Запишемо повне послаблення  $dN_{\Sigma}^{(1,2)}$  нейтронного потоку послідовності 1, 2 циклу  $(k+1)$  за час  $T_e$  у прошарку товщиною  $dn$  після проход-

ження нейтронами товщини  $n$  зразка 1 у результаті взаємодії нейтронів як із вихідними ядрами зразка 1, так і збудженими:

$$dN_{\Sigma}^{(1,2)} = -N_{\Sigma}(n) \sigma dn - dN_{\Sigma}^{(A5)} - dN_{\Sigma}^{(A1)} - dN_{\Sigma}^{(A2)}. \quad (17)$$

Використовуючи співвідношення (10), (1) та (14), отримуємо

$$dN_{\Sigma}^{(1,2)} = -N_{\Sigma}(n) \sigma dn [1 + N_{\Sigma}(n) Z_1 / T_e], \quad (18)$$

де

$$Z_1 = (1 / T_e) \sigma' \psi(T / \ln 2) [T_e - (T / \ln 2) (1 - \exp(1 - T_e \ln 2 / T))] + P \sum_1^k \exp(-a_1 \ln 2 / T) + P T_c \sum_1^k \exp[-(a_1 - T_e - T_n) \ln 2 / T]. \quad (19)$$

Розв'язком рівняння (18) є кількість  $dN_{\Sigma}^{(1,2)}$  нейтронів, які прийшли через зразок 1 товщиною  $n_1$ :

$$dN_{\Sigma}^{(1,2)} = -N_{0\Sigma} [\exp(-n_1 \sigma)] / (1 + a_{\Sigma} Z_1 / T_e), \quad (20)$$

де

$$a_{\Sigma} = N_{0\Sigma} [1 - \exp(-n_1 \sigma)], \quad (21)$$

а  $N_{0\Sigma}$  – потік, який падає на зразок 1 послідовності 1, 2 за час  $T_e$ . Як видно, закон пропускання нейтронів відрізняється від експоненціального

внаслідок розглянутих вище нелінійних ефектів.

Послаблення нейтронного потоку зразком 1 послідовності 2, 1 у прошарку товщиною  $dn$  після проходження нейтронами товщини зразка 1 записується як

$$dN_{\Sigma}^{(2,1)} = -N_{\Sigma}(n) \sigma dn - dN_{\Sigma}^{(A6)} - dN_{\Sigma}^{(A7)} - dN_{\Sigma}^{(A3)} - dN_{\Sigma}^{(A4)}. \quad (22)$$

Використовуючи співвідношення (12), (13), (15) та (16), отримуємо

$$dN_{\Sigma}^{(2,1)} = -N_{\Sigma}(n) \sigma dn [1 + N_{\Sigma}(n) Y_1 / T_e], \quad (23)$$

де

$$Y_1 = (1 / T_e) \sigma' \psi(T / \ln 2) \cdot [T_e - (T / \ln 2) \cdot (1 - \exp(-T_e \ln 2 / T))] + (1 / T_e) \sigma' \psi(1 / T_c) \cdot (T / \ln 2)^2 \cdot \exp(-T_n \ln 2 / T) \cdot [1 - \exp(-\frac{T_e \ln 2}{T})]^2 + P(1 / T_c) \cdot \sum_1^k \exp[-(a_1 + T_e + T_n) \cdot \ln 2 / T] + P_0 \sum_1^k \exp[-a_1 \ln 2 / T]. \quad (24)$$

Розв'язком рівняння (23) є кількість  $dN_{\Sigma}^{(2,1)}$  нейтронів, які пройшли через зразок 1 товщиною  $n_1$  послідовності 2, 1:

$$N_{\Sigma}^{(2,1)} = N_{0\Sigma}^1 \exp(-n_1 \sigma) / (1 + Y_1 \alpha_{\Sigma}^1 / T_e), \quad (25)$$

де

$$\alpha_{\Sigma}^1 = N_{0\Sigma}^1 [1 - \exp(-n_1 \sigma)], \quad N_{0\Sigma}^1 = N_{0\Sigma} T_c. \quad (26)$$

Використовуючи співвідношення (20), (21), (25) та (26), згідно з визначенням АП (1), отримаємо вираз для  $q$ , припускаючи малими другі доданки в знаменниках співвідношень (20) та (25):

$$q = N_{0\Sigma} [1 - \exp(-n_1 \sigma)] [Y_1 T_c - Z_1] / T_e = \alpha [Y_1 T_c - Z_1], \quad (27)$$

де

$$\alpha = N_{0\Sigma} [1 - \exp(-n_1 \sigma)]. \quad (28)$$

Суми експоненціальних рядів, що входять у  $Y_1$  і  $Z_1$ , можна записати таким чином:

$$\sum_1^k \exp(-a_1 \ln 2 / T) = \sum_1^k \exp(-kc),$$

$$\sum_1^k \exp[-(a_1 - T_e - T_n) \ln 2 / T] =$$

$$= \sum_1^k \exp(-kc) \exp[(T_e + T_n) \ln 2 / T],$$

$$\sum_1^k \exp[-(a_1 + T_e + T_n) \ln 2 / T] =$$

$$= \sum_1^k \exp(-kc) \exp[-(T_e + T_n) \ln 2 / T], \quad (29)$$

де  $c = [(2T_e + T_n + T_l) \ln 2]$ .

Сума  $k$  членів ряду дорівнює

$$S_k = \exp(-c)[1 - \exp(-ck)] / [1 - \exp(-c)] \quad (30)$$

і при  $k \gg 1$

$$S_k = \exp(-c) / [1 - \exp(-c)]. \quad (31)$$

Виносячи у виразі для  $q$  загальний множник, отримуємо

$$q = \theta(YT_c - Z) = \theta q', \quad (32)$$

де

$$\theta = \infty \sigma' \psi (1 / \ln 2), \quad Y = Y_1 / \theta, \quad Z = Z_1 / \theta, \quad (33)$$

а величини  $Z_1$  та  $Y_1$  визначають із формул (19) і (24).

### Розрахунки

Отримане співвідношення (32) для  $q$  складається з двох множників. Перший містить  $N_0$  у

зразку 1 і невідомі характеристики збудженого стану  $\sigma'$  і  $\psi$ , другий містить тільки часові характеристики експерименту ( $T_e$ ,  $T_n$  і  $T_l$ ) та шукану величину – час життя  $T$  цього стану. Унаслідок такого сприятливого розділення невідомих характеристик збуджених станів і характеристик експерименту та шуканої величини  $T$  значно спрощується визначення останньої. Із співвідношення видно, що для визначення  $T$  достатньо виміряти величину  $q$ , зокрема при двох наборах експериментальних характеристик. У табл. 1 наведено результати розрахунків величини  $q$  в одиницях  $\theta$  (тобто величина  $q'$ ) для різних значень часу експозиції  $T_e$  і ряду наборів характеристик  $T_n$  і  $T_l$  у широкому діапазоні значень шуканої величини  $T$ . На рис. 2 частина розрахунків представлена також у графічному вигляді. Номер варіанта розрахунку і відповідної кривої наведено у крайній правій колонці табл. 1. Багато варіантів розрахунку зображені однією і тією ж кривою на рис. 2 (і, відповідно, мають один і той же номер у табл. 1) унаслідок незначної відмінності числових значень розрахунку. Наприклад, крива під номером 18 відображає 9 варіантів розрахунку.

Таблиця 1. Розрахункові значення  $q'$  при різних значеннях характеристик  $T_e$ ,  $T_n$  і  $T_l$  і часу  $T$  життя.

Номери варіантів розрахунків і відповідної кривої на рис. 2 вказані відповідно у двох правих колонках

$T$	$T_e$ $T_l$	3	5	10	30	50	100	300	1000	$N_1$	$N_2$
		$T_n = 20$									
1	20	-0,42	-0,52	-0,62	-0,69	-0,70	-0,72	-0,72	-0,72	1	16
	20	-0,60	-0,88	-1,32	-1,86	-1,99	-2,08	-2,15	-2,17	2	18
3	100	-0,60	-0,87	-1,32	-1,86	-1,99	-2,08	-2,15	-2,17	3	18
	200	-0,60	-0,87	-1,32	-1,86	-1,99	-2,08	-2,15	-2,17	4	18
	1000	-0,60	-0,88	-1,32	-1,86	-1,99	-2,08	-2,15	-2,17	5	18
5	20	-0,60	-0,93	-1,58	-2,72	-3,07	-3,35	-3,54	-3,60	6	19
	100	-0,57	-0,90	-1,54	-2,70	-3,06	-3,35	-3,54	-3,60	7	19
	200	-0,57	-0,90	-1,54	-2,70	-3,06	-3,35	-3,54	-3,60	8	19
	1000	-0,57	-0,90	-1,54	-2,70	-3,06	-3,35	-3,54	-3,60	9	19
10	20	-0,45	-0,74	-1,44	-3,36	-4,74	-5,95	-6,82	-7,13	10	17
	100	-0,28	-0,51	-1,12	-3,29	-4,55	-5,85	-6,79	-7,12	11	14
	200	-0,28	-0,51	-1,12	-3,29	-4,55	-5,85	-6,79	-7,12	12	14
	1000	-0,28	-0,51	-1,12	-3,29	-4,55	-5,85	-6,79	-7,12	13	14
30	20	-0,18	-0,31	-0,65	-2,31	-4,21	-8,75	-16,70	-20,20	14	13
	100	+0,41	+0,62	+0,93	+0,31	-1,65	-6,98	-16,04	-20,10	15	
	200	+0,48	+0,73	+1,13	+0,70	-1,23	-6,68	-15,93	-20,02	16	6
	1000	+0,49	+0,74	+1,15	+0,75	-1,19	-6,65	-15,92	-20,02	17	6
50	20	-0,11	-0,19	-0,40	-1,50	-2,92	-7,28	-21,40	-31,70	18	12
	100	+0,60	+0,94	+1,62	+2,48	+1,63	-3,21	-19,70	-31,20	19	
	200	+0,73	+1,16	+2,05	+3,60	+3,09	-1,76	-19,10	-31,01	20	
	1000	+0,77	+1,22	+2,18	+3,95	+3,55	-1,29	-18,88	-30,95	21	3
100	20	-0,05	-0,09	-0,20	-0,78	-1,56	-4,35	-21,10	-53,00	22	11
	100	+0,73	+1,17	+2,11	+4,29	+4,89	+3,06	-16,32	-51,58	23	
	200	+0,92	+1,49	+2,77	+6,28	+7,93	+7,35	-13,15	-50,74	24	
	1000	+1,02	+1,67	+3,17	+7,70	+10,30	+11,15	-10,01	-49,61	25	2

300	20	-0,02	-0,03	-0,07	-0,26	-0,53	-1,54	-9,92	-66,20	26	9
	100	+0,81	+1,30	+2,40	+5,40	+7,06	+8,46	+1,02	-60,40	27	
	200	+1,02	+1,66	+3,16	+7,90	+11,15	+15,43	+11,12	-54,57	28	
	1000	+1,20	+1,99	+3,91	+10,89	+16,85	+27,98	+38,31	-35,78	29	1
$T_n = 50$											
3	100	-0,61	-0,89	-1,33	-1,86	-1,99	-2,08	-2,15	-2,17	30	18
	200	-0,61	-0,89	-1,33	-1,86	-1,99	-2,08	-2,15	-2,17	31	18
5	100	-0,66	-1,01	-1,66	-2,77	-3,11	-3,37	-3,54	-3,60	32	19
	200	-0,66	-1,01	-1,66	-2,77	-3,11	-3,37	-3,54	-3,60	33	19
10	100	-0,65	-1,05	-1,91	-4,09	-5,15	-6,17	-6,90	-7,15	34	20
	200	-0,65	-1,05	-1,91	-4,09	-5,15	-6,17	-6,90	-7,15	35	20
30	100	-0,21	-0,36	-0,81	-3,05	-5,43	-10,28	-17,40	-20,46	36	
	200	-0,13	-0,25	-0,61	-2,70	-5,07	-10,00	-17,29	-20,43	37	
50	100	-0,03	+0,03	-0,05	-1,13	-2,93	-8,30	-22,70	-32,10	38	
	200	+0,20	+0,31	+0,46	00,00	-1,55	-6,69	-22,09	-31,94	39	8
100	100	+0,23	+0,37	+0,63	+0,94	+0,44	-2,75	-22,10	-53,93	40	
	200	+0,51	+0,82	+1,51	+3,20	+3,63	+1,45	-19,07	-52,94	41	5
300	100	+0,36	+0,59	+1,08	+2,44	+3,11	+3,17	-5,92	-66,84	42	
	200	-0,67	-1,14	+2,18	+5,46	+7,69	+10,43	+4,07	-61,07	43	4
$T_n = 100$											
3	100	-0,61	-0,89	-1,33	-1,86	-1,99	-2,08	-2,15	-2,17	44	18
	200	-0,61	-0,89	-1,33	-1,86	-1,99	-2,08	-2,15	-2,17	45	18
	1000	-0,61	-0,89	-1,33	-1,86	-1,99	-2,08	-2,15	-2,17	46	18
5	100	-0,66	-1,01	-1,67	-2,77	-3,11	-3,37	-3,54	-3,60	47	19
	200	-0,66	-1,01	-1,67	-2,77	-3,11	-3,37	-3,54	-3,60	48	19
	1000	-0,66	-1,01	-1,67	-2,77	-3,11	-3,37	-3,54	-3,60	49	19
10	100	-0,70	-1,12	-2,02	-4,20	-5,23	-6,21	-6,91	-7,16	50	20
	200	-0,70	-1,12	-2,02	-4,20	-5,23	-6,21	-6,91	-7,16	51	20
	1000	-0,70	-1,12	-2,02	-4,20	-5,23	-6,21	-6,91	-7,16	52	20
30	100	-0,61	-1,01	-1,96	-5,33	-8,01	-12,54	-18,33	-20,74	53	
	200	-0,55	-0,91	-1,80	-5,03	-7,69	-12,27	-18,22	-20,71	54	
	1000	-0,55	-0,90	-1,79	-5,00	-7,66	-12,24	-18,21	-20,71	55	
50	100	-0,45	-0,75	-1,50	-4,43	-7,21	-13,20	-25,60	-30,03	56	
	200	-0,30	-0,50	-1,04	-3,44	-6,00	-11,99	-25,00	-32,84	57	15
	1000	-0,25	-0,42	-0,89	-3,12	-5,61	-11,59	-24,80	-32,78	58	15
100	100	-0,25	-0,42	-0,86	-2,68	-4,61	-9,76	-29,47	-56,91	59	
	200	-0,04	+0,06	+0,06	-0,44	-1,55	-5,85	-26,55	-55,92	60	10
	1000	+0,27	+0,43	+0,77	+1,42	+1,12	-2,21	-23,65	-54,94	61	7
300	100	-0,09	-0,15	-0,30	-0,95	-1,68	-3,80	-16,06	-76,61	62	
	200	-0,31	-0,50	-0,96	-2,33	-3,15	-3,53	-6,33	-70,94	63	
	1000	+0,84	+1,38	+2,71	+7,48	+11,48	+18,60	+20,76	-52,66	64	

Як видно із результатів розрахунку, зміна величини  $q$  має різноманітний характер. У випадку  $T > T_e$  величина  $q$  має додатні значення, зростає, починаючи з малих значень  $T_e$ , досягає максимуму і потім зменшується, переходячи в область від'ємних значень. Положення максимуму зміщується в область менших значень  $T_e$  при зменшенні величини  $T$ .

При подальшому зменшенні  $T$ , коли  $T$  стає

рівним  $T_e$  та менше нього, по ходу  $q$  не спостерігається максимуму,  $q$  лежить в області від'ємних значень, характер змінювання  $q$  із зміною  $T_e$  стає плавним та все більш слабким по мірі зменшення співвідношення  $T/T_e$ , і криві виходять на плато. Таким чином, характер змінювання  $q$  залежно від часових характеристик і часу життя має особливості та є сприятливим для експериментального визначення  $T$ . Оскільки  $q$

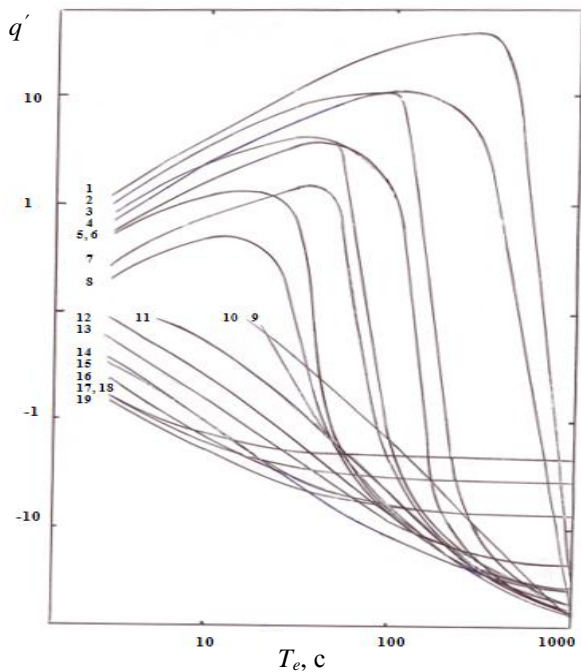


Рис. 2. Залежність асиметрії пропускання від часу експозиції  $T_e$  для ряду значень часу  $T$  (числа на кривих указують варіант розрахунку – див. табл. 1).

залежить від багатьох параметрів, доволі складно, не маючи оцінюючих значень  $T$ , оптимізувати значення експериментального набору величин  $T_e$ ,  $T_n$  та  $T_l$ . Тому бажано проводити вимірювання  $q$  у широкому діапазоні значень указаних характеристик.

На першому етапі вимірювань мінімально можливі значення  $T_n$  і  $T_l$  були вибрані рівними 20 с, щоб максимально використати можливий час як «чистий» час вимірювань і виходячи із досягнення максимальної часової стабільності вимірювань. Як виявилось, проведення вимірювань із таким набором значень  $T_n$  і  $T_l$  є достатнім для визначення  $T$  і немає потреби збільшувати їхні значення.

### Експериментальна установка

Джерелом нейтронів був стаціонарний дослідницький реактор ВВР-М ІЯД НАН України. Такий реактор є придатним для розглядуваних досліджень, так як унаслідок малості шуканого ефекту від джерела вимагаються умови високої часової стабільності та інтенсивності.

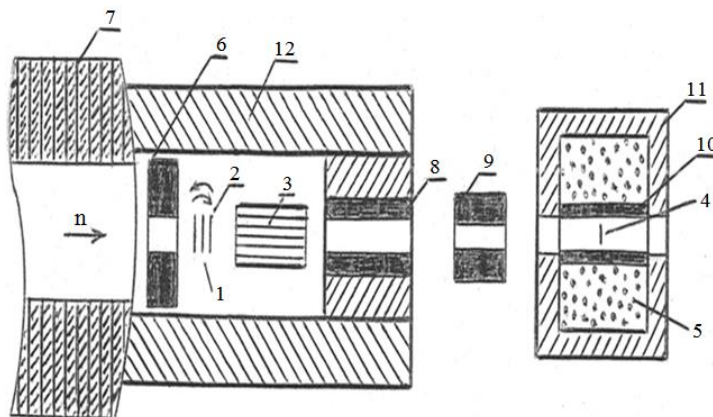


Рис. 3. Експериментальна установка: 1 – нерухомі досліджувані два зразки; 2 – досліджувані два зразки, що переміщуються; 3 – кремнієвий фільтр; 4 – мішень детектора (кеадмій); 5 – сцинтиляційний NaJ(Tl) багатосекційний 4л-детектор; 6, 8, 9 – коліматори; 7 – біологічний захист реактора; 10 – захист  ${}^6\text{LiH}$ ; 11 – зовнішній захист детектора (свинець, «нейтрон-стоп»); 12 – захист бункера.

Досліджувані зразки 1 і 2 (рис. 3) розміщуються на виході горизонтального каналу реактора після коліматора 6, який формує нейтронний пучок до 12 мм. Теплові нейтрони виділяються із реакторного спектра кремнієвим фільтром 3 товщиною  $\sim 98$  см. Використання фільтра вирішує ряд проблем. По-перше, зменшує потік швидких нейтронів і гамма-променів, присутніх у пучку реактора. Швидкі нейтрони практично не дають внесок у досліджуваний ефект завдяки малому перерізу. У той же час вони (а також гамма-промені пучка) є основним джерелом фо-

ну і лічильного перевантажування детектора (при відсутності фільтра), так як від них тяжко захистити детектор. По-друге, на відміну від загальноприйнятого способу відносно розміщення фільтра і досліджуваних зразків – спочатку нейтрони фільтруються, а потім падають на зразки, у даній роботі така черговість змінена – спочатку нейтрони падають на досліджувані зразки, а потім проходять фільтр. Це дає змогу найбільшою мірою використовувати інтенсивність теплового потоку і, відповідно, досягти найбільших значень  $N_0$  і вимірюваної величини  $q$ . Справа в



тому, що хоч фільтр і виділяє тепловий спектр, усе ж частина теплових нейтронів вибуває з пучка, а тому при традиційному розміщенні фільтра і зразків  $N_0$  буде меншою. По-третє, запропоноване розміщення фільтра вирішує й ще одну задачу – зменшує ймовірність попадання продуктів взаємодії нейтронів із зразками 1 і 2 у детектор та їхню реєстрацію. Реєстрація вторинних продуктів може призвести до появи небажаної асиметрії при інверсії зразків, так як при зміні послідовності розташування зразків змінюється також кількісне співвідношення між видами утворюваних продуктів взаємодії та їхніх характеристик (кількість, енергія і т. п.).

Послідовність розташування зразків 1 і 2 змінюється механізмом переміщення зразка 2 (зразок 1 нерухомий). Неточність встановлення зразка 2 у послідовностях (1, 2) і (2, 1) становить  $\sim 2,2 \cdot 10^{-4}$  рад. Для усунення впливу на результат вимірювань нагріву  $^{235}\text{U}$  внаслідок поділу проводиться примусове конвертоване охолодження зразка [3].

Пучок нейтронів після проходження фільтра і зразків 1 і 2 формується коліматорами 8 і 9 до діаметра  $\sim 22$  мм і попадає на мішень 4 (кадмій), який розміщується у центрі прохідного каналу 4π-дванадцятисекційного детектора 5 на основі кристалів NaJ(Tl) об'ємом 26 л [4]. Нейтрони реєструються по поглинанню в кадмій. Кадмій вибраний унаслідок великих значень перерізу поглинання, множинності та сумарної енергії гамма-каскаду. Область виходу пучка з каналу реактора, розміщення зразків 1 і 2 та фільтра 3 оточена посиленним захистом 12 товщиною 1,5 - 2 м від нейтронного і гамма-випромінювання. Детектор захищений шаром свинцю товщиною 10 - 20 см і блоками «нейтрон-стоп» товщиною 30 см. Відстань від зразків 1 і 2 до зразка кадмію 4 у детекторі  $\sim 5,8$  м, а до активної зони реактора 3,5 м, тобто виконується умова «гарної» геометрії.

### Вимірювання, результати та обговорення

Вимірювалося пропускання через два зразки  $^{235}\text{U}$  (збагачений до 90 %) і кадмію (зразки 1 та 2 відповідно). Товщини зразків дорівнюють  $2,24 \cdot 10^{-3}$  та  $4,63 \cdot 10^{-4}$  г/см<sup>2</sup> відповідно. Вимірювання проводились при трьох значеннях  $T_e$ : 30, 300 і 1000 с. Значення часових інтервалів  $T_n$  і  $T_l$  між послідовностями в циклі і між циклами бралися однаковими і становили 20 с. Кількість відліків у послідовностях зразків (1, 2) і (2, 1) позначимо  $N_{1,2}$  та  $N_{2,1}$ . Вимірювання фону у таких послідовностях зразків проводилося розміщен-

ням після фільтра кремнію зразка кадмію товщиною  $4,63 \cdot 10^{-3}$  г/см<sup>2</sup>, який практично повністю поглинав теплові нейтрони. Кількість відліків цих вимірювань позначимо як  $N_{1,2}^\phi$  та  $N_{2,1}^\phi$ . У них дають внесок фон зали, космічний фон, гамма-промені та швидкі нейтрони, які пройшли фільтри кремнію і кадмію, та досліджувані зразки, а також продукти взаємодії нейтронів із досліджуваними зразками.

Оскільки положення переміщеного зразка 2 у послідовностях (1, 2) та (2, 1) можуть бути неточними, що може призвести до появи побічної АП, то проводилося вимірювання цієї (апаратурної) асиметрії. Для цього вимірювалася кількість актів поглинання нейтронів у тих же двох положеннях зразка 2, але при цьому зразок 1 знаходився на пучку за зразком 2, щоб залишалися незмінними умови вимірювань (фон, спектр реєструючих нейтронів, лічильне завантаження детектора та апаратури тощо). Відповідну кількість відліків позначимо як  $N_{0,2}$  і  $N_{2,0}$ . Відповідно і для цього типу вимірювань проводилося вимірювання із зразком кадмію, перекриваючим пучок. Кількість відліків вимірювань фону при визначенні апаратурної асиметрії позначимо як  $N_{0,2}^\phi$  та  $N_{2,0}^\phi$ .

За результатами розглянутих типів вимірювань вираховувалося значення АП:

$$q = (q_e - q_e^\phi) - (q_a - q_a^\phi), \quad (34)$$

де  $q_e$  – асиметрія, коли зразок 2 почергово розміщується за або перед зразком 1;  $q_e^\phi$  – відповідна фонові асиметрія;  $q_a$  – апаратурна асиметрія та її фонові складова  $q_a^\phi$ . Вирази, що входять у формулу (34), записуються через кількість відліків:

$$q_e - q_e^\phi = (N_{1,2} - N_{2,1}) / 0,5[(N_{1,2} + N_{2,1}) - (N_{1,2}^\phi + N_{2,1}^\phi) - (N_{1,2}^\phi - N_{2,1}^\phi)] / 0,5 \times \\ \times [(N_{1,2} + N_{2,1}) - (N_{1,2}^\phi + N_{2,1}^\phi)]. \quad (35)$$

Різниця кількості відліків у чисельниках нормуються на середню сумарну кількість відліків  $N_{1,2}$  та  $N_{2,1}$  із вирахуванням із них фону. Аналогічним чином записується друга різниця у співвідношенні (34):

$$q_a - q_a^\phi = (N_{0,2} - N_{2,0}) / 0,5[(N_{0,2} + N_{2,0}) - (N_{0,2}^\phi + N_{2,0}^\phi) - (N_{0,2}^\phi - N_{2,0}^\phi)] / 0,5 \times \\ \times [(N_{0,2} + N_{2,0}) - (N_{0,2}^\phi + N_{2,0}^\phi)]. \quad (36)$$



Таблиця 2. Результати вимірювання АП та їхні складові при різних значеннях  $T_e$  і  $T_n = T_l = 20$  с

$T_e, \text{с}$	$q_e \cdot 10^{-4}$	$q_e^\Phi \cdot 10^{-4}$	$q_\alpha \cdot 10^{-4}$	$q_\alpha^\Phi \cdot 10^{-4}$	$q \cdot 10^{-4}$
30	3,148(0,296)	-0,013(0,171)	6,305(0,374)	0,344(0,167)	-2,800(0,534)
100	3,770(0,192)	-0,037(0,148)	6,166(0,216)	0,180(0,123)	-2,541(0,294)
300	2,763(0,695)	-0,067(0,103)	4,833(0,760)	0,448(0,104)	-1,555(1,040)
1000	2,572(1,308)	-0,297(0,269)	7,408(2,104)	0,312(0,317)	-4,227(2,512)

Виміряні значення  $q$  для використовуваних значень  $T_e$  та їхні складові наведено в табл. 2. Для  $T_e = 100$  с значення  $q$  наведено в роботі [3].

Для кожного значення  $T_e$  проводилось по  $m = 4$  вимірювань  $q_m$ , остаточні значення  $q$ , що наведені в табл. 2, є середніми по цих чотирьох вимірюваннях:

$$q = \sum_{m=1}^4 q_m / 4, \quad (37)$$

а похибка цієї величини визначалася як

$$\Delta q = \sum_{m=1}^4 (q - q_m) / 4. \quad (38)$$

При великих значеннях  $T_e$  похибка величини  $q$  збільшується, що очевидно пов'язано з погіршенням стабільності  $S$  вимірювань із часом.

Стабільність  $S$  оцінювалась по відносній зміні сумарною кількістю відліків  $\sum(N_{1,2} + N_{2,1})$  детектора в обох послідовностях зразків пари за достатньо великі інтервали  $T_1$  та  $T_2$  часу вимірювань (після набору достатньої статистики). Різниця вказаних сум за  $T_1$  та  $T_2$  наводилася до часу експозиції  $T_e$  ( $T_1$  та  $T_2$  бралися однаковими, рівними  $T_c$ ). Тоді  $S$  має вигляд

$$S = \left[ \sum_{T_2} (N_{1,2} + N_{2,1}) - \sum_{T_1} (N_{1,2} + N_{2,1}) \right] \cdot (T_e / T_c) / 0,5 \times$$

$$\times \left[ \sum_{T_2} (N_{1,2} + N_{2,1}) + \sum_{T_1} (N_{1,2} + N_{2,1}) \right]. \quad (39)$$

Наприклад, для часу вимірювань  $T_e = 100$  с значення  $S$  лежить у межах  $(0,09 \pm 0,2) \cdot 10^{-4}$ , у той же час як для  $T_e = 300$  с значення  $S$  погіршується і становить  $(0,55 \pm 0,75) \cdot 10^{-4}$ .

Визначення часу життя  $T$  проводилось шляхом вибору розрахункової кривої, яка найкращим чином описує наведені в табл. 2 експериментальні значення  $q$ . Для проведення співставлення експериментальних та розрахункових значень розрахункові криві  $q'$  та експериментальні значення  $q_i$  для чотирьох  $i = 4$  значень часів  $T_e$  експозиції, при яких проводилися вимірювання, нормувалися на сумарні значення  $\sum_{i=1}^4 |q_i|$  та

$\sum_{i=1}^4 |q_i|$  відповідно:

$$q_i^H = q_i / \sum_{i=1}^4 |q_i|, \quad (q_i')^H = q_i' / \sum_{i=1}^4 |q_i'|. \quad (40)$$

Нормовані розрахункові значення  $(q_i')^H$  для значень  $T$  від 3 до 300 с наведено в табл. 3. Там же наведено нормовані значення  $q_i^H$  виміряних значень.

Таблиця 3. Нормовані розрахункові  $(-q_i')^H$  та експериментальні  $(-q_i)^H$  значення, їхня різниця  $R$ ;  $T_n = T_l = 20$  с

Номер варіанта	$T, \text{с}$	$i$	1	2	3	4	$R$
		$T_e, \text{с}$	30	100	300	1000	
1	1		0,242	0,253	0,253	0,253	2,76
2	3		0,225	0,252	0,260	0,263	3,10
6	5		0,206	0,254	0,268	0,273	4,04
10	10		0,144	0,256	0,293	0,307	9,04
14	30		0,048	0,182	0,348	0,421	26,25
18	50		0,024	0,118	0,346	0,512	45,75
22	100		0,010	0,055	0,266	0,669	73,30
26	300		0,003	0,020	0,127	0,850	95,30
$q_i^H$			0,252	0,228	0,140	0,380	

У цій же таблиці наведено значення величини  $R$  для кожного варіанта розрахунку, яка характеризує ступінь відмінності розрахункової та експериментальної залежностей

$$R = \sum_{i=1}^4 \left[ q_i^h - (q_i')^h \right]^2 / (\sigma_i^h)^2, \quad \sigma_i^h = \sigma_i / \sum_{i=1}^4 |q_i^h|, \quad (41)$$

де  $\sigma_i$  – експериментальна похибка величини  $q_i$  (див. табл. 2). Порівняння розрахункових кривих  $(q_i')^h$  з експериментальними значеннями  $q_i^h$  показує, що починаючи із значення  $T \sim 5$  с і менше їхня відмінність практично непомітна (відповідні значення  $R$  практично збігаються). Використовуючи  $\chi^2$ -критерій узгодження [5] і значення  $R$  визначаємо, що з достатньо великою ймовірністю відхилення розрахункових кривих, відповідних значенням  $T \lesssim 5$  с, від експериментальної залежності можна вважати випадковими.

Для уточнення переходу від одержаного результату ( $T \lesssim 5$  с) необхідно розширити діапазон вимірювань у бік менших значень  $T_e$ , однак це є ускладненням, оскільки при цьому основний час буде витрачатися на зміну послідовностей (часи  $T_n$  і  $T_l$ ), тобто скорочується «чистий» вимірювальний час  $T_e$ . У результаті для набору тієї ж статистичної точності необхідне суттєве збільшення часу вимірювань, що виявляється нереальним. Наприклад, при мінімально використуваному в даних вимірюваннях значенні  $T_e = 30$  с повний час вимірювань (усіх чотирьох

типів вимірювань  $q_e, q_e^\phi, q_a$  і  $q_a^\phi$ ) становив близько трьох місяців.

У роботі [3] були визначені характеристики метастабільного стану урану, збудженого уламками поділу, використовуючи співвідношення для часу життя  $T$  метастабільних ядерних станів, перерізу  $\sigma_k$  кулонівського збудження та величини АП, а також експериментальне значення  $q$ . У результаті проведеної в даній роботі оцінки величини  $T$   $T \lesssim 5$  с стає можливою більш однозначна оцінка зведеної ймовірності  $B(E1) \downarrow$  гамма-переходу – використовуючи ті ж співвідношення, що перераховані вище, і отриману оцінку величини  $T \lesssim 5$  с, знаходимо, що наведене значення  $B \downarrow$  зведеної ймовірності  $E1$ -переходу перевищує відповідне одночастинкове значення  $B_{sp}(E1) \downarrow$  у  $1,4 \cdot 10^3$  раз. Відзначимо, що одночастинкові оцінки у багатьох випадках значно відрізняються від експериментальних значень [6, 7]. Для  $E2$ -переходів розходження експериментальних й оціночних значень наведених ймовірностей переходів  $B(E2) \downarrow$  становить декілька порядків, для  $E1$ -переходів воно ще значніше.

Виходячи із результатів даної роботи, можна зробити висновок, що серед припущень, зроблених у попередніх дослідженнях [1 - 3] для пояснення спостережуваної залежності нейтронного перерізу від густини потоку нейтронів  $N_0$ , що падають на зразок  $^{235}\text{U}$ , підтверджується як найбільш імовірна гіпотеза утворення метастабільних станів  $^{235}\text{U}$ , які збуджуються уламками поділу.

#### СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1. Yu.G. Shchepkin, E.A. Pavlenko. Asymmetry of neutrons transmission. IV Intern. Seminar on Interaction of Neutron with Nuclei: "Neutron Spectroscopy, Nuclear Structure, Related topics" (Dubna, 1996) p. 251.
2. Ю.Г. Щепкин и др. Взаимодействие нейтронов с веществом при высокой плотности взаимодействий. Часть I. Сечение взаимодействия нейтронов с веществом при высокой плотности взаимодействий. *Ядерна фізика та енергетика* 13(1) (2012) 22.
3. Ю.Г. Щепкин и др. Взаимодействие нейтронов с веществом при высокой плотности взаимодействий. Часть II. Экспериментальное исследование зависимости нейтронного сечения от плотности взаимодействий. *Ядерна фізика та енергетика* 13(1) (2012) 28.
4. Ю.Г. Щепкин, В.И. Слисенко, В.Н. Шевель. Методика прямого измерения сечения захвата нейтронов радиоактивными ядрами. *Ядерна фізика та енергетика* 11(3) (2010) 302.
5. Е.С. Вентцель. *Теория вероятностей* (М.: Наука, 1964).
6. K. Alder et al. Study of Nuclear Structure by Electromagnetic Excitation with Accelerated Ion. *Rev. Mod. Phys.* 28(4) (1956) 432.
7. H. Ikegami, T. Udagawa. Structure of  $^{120}\text{Sn}$  and Effect of the Pairing Correlation on the Reduction of  $E2$  Transition in  $^{118}\text{Sn}$  and  $^{120}\text{Sn}$ . *Phys. Rev.* 124(5) (1961) 1518.

Ю. Г. Щепкин, В. И. Слисенко, Н. И. Мазина\*, Т. А. Костюк

*Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев, Украина*

\*Ответственный автор: nadin\_v@kinr.kiev.ua

**ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ НЕЙТРОНОВ С ВЕЩЕСТВОМ  
ПРИ ВЫСОКИХ НЕЙТРОННЫХ ПОТОКАХ.  
ЧАСТЬ III. ИССЛЕДОВАНИЕ ВРЕМЕННОЙ ЗАВИСИМОСТИ ПРОПУСКАНИЯ НЕЙТРОНОВ**

Проведены измерения пропускания нейтронов через два образца  $^{235}\text{U}$ , кадмия, которые находятся одновременно на нейтронном пучке, при разной последовательности их расположения при различных временах экспозиции образцов на пучке. Подтверждено ранее наблюдаемое различие указанного пропускания нейтронов – асимметрия пропускания. Цель измерений – определение времени жизни предполагаемых метастабильных состояний, введенных для объяснения наблюдаемой асимметрии пропускания. На основе результатов измерений асимметрии пропускания установлено, что оно менее 5 с.

*Ключевые слова:* нейтрон, сечение, время жизни, плотность потока нейтронов, асимметрия пропускания, приведенная вероятность перехода, метастабильное состояние.

Yu. G. Shchepkin, V. I. Slisenko, N. I. Mazina\*, T. O. Kostyuk

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

\*Corresponding author: nadin\_v@kinr.kiev.ua

**RESEARCH OF NEUTRON INTERACTION WITH MATTER  
UNDER HIGH NEUTRON FLUX.  
PART III. RESEARCH OF NEUTRONS TRANSMISSION TIME DEPENDENCE**

Measurements of the transmission of neutrons through two samples of  $^{235}\text{U}$  and Cd, which are simultaneously on neutron beam, with different sequence of their location for different exposure times of the samples on the beam, are performed. Previously observed difference in these transmissions is confirmed – asymmetry of transmission. The purpose of the measurements is to determine the lifetime of the expected metastable states, to explain the observed asymmetry of transmission. Based on the results of asymmetry of transmission measurements, it was found that it is less than 5 s.

*Keywords:* neutron, cross section, lifetime, neutron flux density, asymmetry of transmission, reduced transition probability, metastable state.

## REFERENCES

1. Yu.G. Shchepkin, E.A. Pavlenko. Asymmetry of neutrons transmission. IV Intern. Seminar on Interaction of Neutron with Nuclei: “Neutron Spectroscopy, Nuclear Structure, Related topics” (Dubna, 1996) p. 251.
2. Yu.G. Shchepkin et al. Research of neutron interaction with matter under high density interaction. Part I. Cross section of the neutron interaction with matter under high density interaction. *Yaderna Fyzyka ta Energetyka (Nucl. Phys. At. Energy)* 13(1) (2012) 22. (Rus)
3. Yu.G. Shchepkin et al. Research of neutron interaction with matter under high density interaction. Part II. The experimental research dependence of neutron cross section from density interactions. *Yaderna Fyzyka ta Energetyka (Nucl. Phys. At. Energy)* 13(1) (2012) 28. (Rus)
4. Yu.G. Shchepkin, V.I. Slisenko, V.N. Shevel. Method of direct measurement of the capture neutron cross section for radioactive nuclei. *Yaderna Fyzyka ta Energetyka (Nucl. Phys. At. Energy)* 11(3) (2010) 302. (Rus)
5. E.S. Venttsel. *Probability Theory* (Moskva: Nauka, 1964). (Rus)
6. K. Alder et al. Study of Nuclear Structure by Electromagnetic Excitation with Accelerated Ion. *Rev. Mod. Phys.* 28(4) (1956) 432.
7. H. Ikegami, T. Udagawa. Structure of  $\text{Sn}^{120}$  and Effect of the Pairing Correlation on the Reduction of E2 Transition in  $\text{Sn}^{118}$  and  $\text{Sn}^{120}$ . *Phys. Rev.* 124(5) (1961) 1518.

Надійшла 25.09.2017

Received 25.09.2017