

О. А. Кучмагра¹, І. О. Мазний², Г. І. Одинокін¹,
А. С. Садовніков¹, А. Д. Скорбун¹,
С. М. Стадник¹

¹Інститут проблем безпеки АЕС НАН України, м. Чорнобиль,
Україна

²Інститут ядерних досліджень НАН України, м. Київ, Україна

Іонізаційна камера поділу як реперне джерело в аналізі потоків нейтронів

Досліджено статистику потоків інтервалів часу між моментами реєстрації нейтронів системою детектування на основі іонізаційної камери поділу КНТЗ1-1, статистику інтервалів між імпульсами «шумового» сигналу за відсутності нейтронів та можливість апаратно розрізнати потоки нейтронів від різних джерел. Показано, що «паразитний» шумовий сигнал від альфа-розпаду ²³⁴U в радіаторі іонізаційної камери поділу КНТЗ1-1 може бути використано як реперний у вимірюваннях потоків нейтронів від різних джерел. В основу математичної обробки покладено аналіз довготривалих безперервних рядів вимірювань.

Ключові слова: відпрацьоване паливо, статистика нейтронів, іонізаційна камера, шумовий сигнал.

А. А. Кучмагра, І. О. Мазний, Г. І. Одинокін, А. С. Садовніков,
А. Д. Скорбун, С. М. Стадник

Ионизационная камера деления как реперный источник при анализе потоков нейтронов

Исследованы статистика потоков интервалов времени между моментами регистрации нейтронов системой детектирования на основе ионизационной камеры деления КНТЗ1-1, статистика интервалов «шумового» сигнала при отсутствии нейтронов и возможность апаратно различать потоки нейтронов от разных источников. Показано, что «паразитный» шумовой сигнал от альфа-распада ²³⁴U в радиаторе ионизационной камеры деления КНТЗ1-1 может быть использован в качестве реперного при измерениях потоков нейтронов от разных источников. В основу математической обработки положен анализ долговременных непрерывных рядов измерений.

Ключевые слова: отработавшее топливо, статистика нейтронов, ионизационная камера, шумовой сигнал.

Основна мета статті — показати можливість розрізнати джерела нейтронів, порівнюючи статистичні властивості їх випромінювання із статистичними властивостями випромінювання контрольного джерела нейтронів і не спираючись на розрахунки їхніх (гіпотетичних) функцій розподілу. Розглядається, зокрема, проблема контролю стану відпрацьованого ядерного палива через аналіз нейтронних шумів. Найпоширенішим методом аналізу підкритичності реактора на основі аналізу нейтронних шумів є метод Фейнмана [1], який полягає в пошуку відмінностей статистики вимірюваних даних від розподілу Пуассона. На відміну від спонтанного радіоактивного розпаду ядер урану чи альфа-розпаду плутонію у плутонієво-берилієвому (PuBe) джерелі нейтронів, у паливі відбувається вимушений поділ, який супроводжується появою нейтронів від ланцюжків поділу. За Фейнманом, ефект зміни статистичних властивостей даних від спонтанного розпаду за наявності процесів вимушеного поділу однозначно пов'язаний з ефективним коефіцієнтом розмноження нейтронів ($K_{\text{эф}}$) [2].

Проте аналіз нейтронних шумів може застосовуватися не тільки для контролю підкритичності реактора, а й, наприклад, для контролю підкритичності або величини вигорання відпрацьованого ядерного палива у сховищах. Існує нормативна вимога [3, п. 6.1] щодо використання інструментальних методів контролю стану відпрацьованого палива, яка на сьогодні практично не виконується. Наразі єдиним способом контролю того, щоб у сховище не було випадково завантажено свіже паливо, є вимірювання наявності потоку нейтронів від відпрацьованого палива (потік нейтронів від свіжого палива набагато менший). Швидкість лічення нейтронів детектором залежить від багатьох чинників, зокрема від калібровки системи детектування. Припускають, що менш залежними від калібровки є статистичні методи аналізу потоку нейтронів, бо на них менше впливають геометрія вимірювання, ефективність детектора тощо. Проте межі безпечною використання таких припусків мають бути експериментально перевірені.

Оскільки на статистичні характеристики потоку нейтронів впливає велика кількість чинників (виявлено, що відношення дисперсія/середнє залежить від рівня дискримінації електронної схеми, місця розташування детектора у реакторі тощо), пропонується не просто розраховувати певні статистики для вибірки даних, а порівнювати результати обробки експериментальних даних від джерела, яке підлягає контролю (тобто в якому передбачається наявність нейтронів від ланцюжків вимушеного поділу), з результатами аналогічної обробки даних від контрольного (лабораторного) джерела, ланцюжки вимушеного поділу в якому гарантовано відсутні і статистичні властивості якого добре відомі. Таке порівняння проведено для потоків нейтронів від лабораторного PuBe джерела нейтронів та від відпрацьованого ядерного палива і показано працездатність такого підходу. У даній роботі як реперне джерело нейтронів розглядається не лабораторне PuBe джерело, а внутрішнє джерело альфа-частинок іонізаційної камери поділу КНТЗ1-1 у припущенні, що воно дає стабільний (пуассонівський) фоновий потік імпульсів у системі детектування. Отже, розподіл імпульсів від нейтронів відпрацьованого ядерного палива з ланцюжками поділу повинен мати відхилення від експериментального розподілу імпульсів (альфа-струм), який дає це внутрішнє джерело альфа-частинок в іонізаційній камері.

Принциповою особливістю запропонованого підходу, крім використання альфа-струму, є також необхідність отримання та аналізу достатньо довгих безперервних рядів вимірювань.

Експериментальна установка і методи аналізу даних

Первинною інформацією в аналізі нейтронних шумів є моменти реєстрації детектором нейтрона, на підставі чого розраховуються інтервали часу між моментами реєстрації нейтронів детектором та швидкість лічення нейтронів. Хоча вважається [4], що між статистикою інтервалів і статистикою швидкості лічення існує однозначний зв'язок, а використання швидкості лічення чи інтервалів є лише предметом зручності, насправді використання інтервалів має свої переваги. Якщо фіксувати і запам'ятовувати хронологічну послідовність моментів часу реєстрації кожного нейтрона, який потрапив до детектора, то підрахунок швидкості лічення, аналіз збігів або відбір будь-яких інших кореляцій можна перенести з етапу вимірювань на етап обробки даних, що значно спрощує й здешевлює експеримент, оскільки вимірювання проводяться тією самою, достатньо простою електронною апаратурою. Наприклад, використовуючи метод Фейнман-альфа, треба провести кілька серій вимірювань нейтронного потоку при різних проміжках часу, за який підраховується швидкість лічення. За наявності ряду моментів приходу імпульсів на детектор таку інформацію можна отримати з одного такого ряду.

Експериментальна установка. В експериментальній установці для реєстрації нейтронів використовується промислова іонізаційна камера поділу КНТ31-1. Реєстрація нейтронів у камері поділу відбувається в заповненому газом робочому зазорі між електродами, до яких прикладена електрична напруга [5]. На поверхню електродів нанесено урановий радіатор (оксид ^{235}U з домішками ^{234}U). Принцип дії камери поділу базується на вимушеному поділі нейтронами ядер урану, іонізації робочого газу уламками поділу, збиранні заряду іонізації на електроди камери поділу і передаванні його в зовнішнє електричне коло у вигляді імпульсу струму, який у попередньому підсилювачі УБ-02 підсилюється і перетворюється на імпульс напруги. Імпульси напруги у вторинному ланцюгу вимірювальної апаратури можна зафіксувати й виміряти. Таким чином потік нейтронів перетворюється камерою поділу на статистично розподілену в часі послідовність імпульсів, середня швидкість лічення яких пропорційна густині потоку нейтронів.

Застосовані структурна схема і склад технічних засобів апаратурно-програмного комплексу функціонально утворюють п'ять незалежних нейтронних вимірювальних каналів і дають змогу проводити вимірювання швидкості лічення нейтронів і (або) часу реєстрації нейтронів одночасно та незалежно двома вимірювальними приладами — амплітудним аналізатором і блоком вимірювання часового розподілу імпульсів (ВЧРП) — або окремо кожним з них. Аналізатор імпульсів дає амплітудний розподіл (амплітудний спектр) зареєстрованої послідовності імпульсів. В експерименті на всі входи блока ВЧРП подавався один і той самий сигнал (з одного детектора). На рис. 1 видно, що на електронну схему системи детектування надходить послідовність імпульсів досить різної амплітуди, а реєструються і в подальшому аналізуються лише ті з них, амплітуда яких перевищила деякий поріг дискримінації. Імпульси подаються на амплітудний аналізатор, в якому відповідно до їхньої амплітуди сортується по 1024 каналах. Виявлено, що від 01-го до 50-го каналу реєструються шуми електроніки, а сигнал в області 50—80-го каналів не залежить від наявності чи відсутності нейтронів

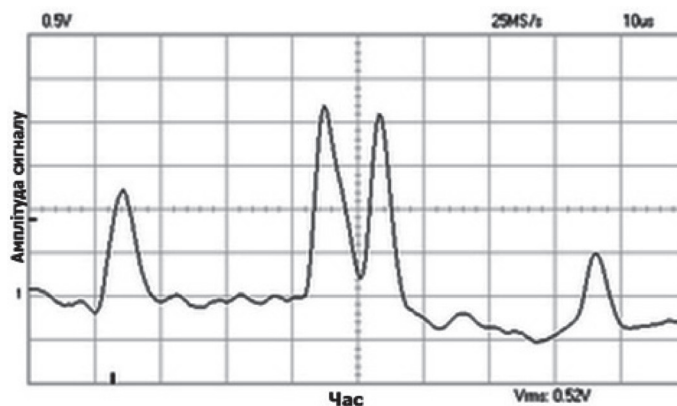


Рис. 1. Типова розгортка з екрану осцилографа, яка показує послідовність імпульсів різної амплітуди з детектора

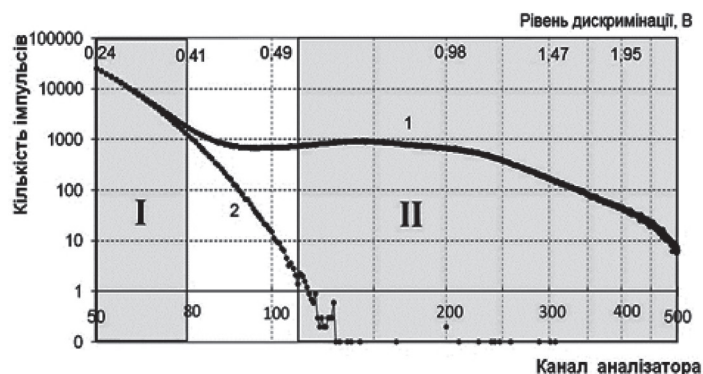


Рис. 2. Типовий амплітудний спектр повного ряду вимірювань за наявності зовнішнього потоку нейтронів (1) та їх відсутності (2). Верхню шкалу наведено для демонстрації відповідності між рівнем дискримінації та номером каналу амплітудного аналізатора

(рис. 2). Отже, в області 50—80-го каналів реєструється альфа-струм, а в каналах від 80-го та вище реєструються нейтрони.

Порівняння послідовностей інтервалів, отриманих з різних каналів, для яких встановлювалися різні рівні дискримінації, дає змогу порівнювати статистичні параметри потоків імпульсів різної амплітуди.

Альфа-струм. За відсутності зовнішнього джерела нейтронів амплітудна характеристика практично спадає до нуля вже у 90—100-му каналах, тоді як крива в 0—80-му каналах (див. рис. 2) зберігає свій вигляд і за наявності нейтронів. Імпульси, що надходять у 0—80-ті канали, спричинені шумами електроніки та (або) породжені альфа-частинками від альфа-розпаду ^{234}U у радіаторі камери поділу (так званий альфа-струм). Спеціальні дослідження показали, що імпульси альфа-струму є переважно у 50—80-му каналах. Виділивши за допомогою двох амплітудних дискримінацій цю область амплітуд (область I на рис. 2), можна досліджувати статистику сигналів від альфа-струму. У разі встановлення одного рівня дискримінації (дискримінація нижнього рівня) аналізується статистика сигналів праворуч від нього — область II на рис. 2; у зображеному випадку це практично область імпульсів від реєстрації нейтронів. У всіх діапазонах амплітуд, звичайно, також можуть бути присутні шуми електроніки.

У рамках запропонованого підходу плануються прямі порівняння статистик потоків інтервалів від різних джерел, а в якості реперної послідовності з відомою статистикою беруться ряди інтервалів від альфа-струму незважаючи на те, що вони утворені не нейтронами. Спочатку дані вимірювань альфа-струму порівнювалися з даними лабораторного джерела нейтронів (у якому гарантовано відсутні ланцюжки вимушеного поділу), щоб виявити ступінь розбіжності між ними. Потім дані альфа-струму порівнювалися з даними відпрацьованого ядерного палива, щоб виявити ступінь їхньої відмінності і таким чином довести можливість використання альфа-струму як реперного джерела. Використання альфа-струму для таких цілей дає можливість відмовитися від контрольних вимірювань на лабораторному джерелі взагалі. Оскільки розроблена апаратура уможливує одночасне вимірювання альфа-струму і нейтронів, відкидається підозра, що під час вимірювань окремо в лабораторії і окремо у сховищі відпрацьованого палива були різні умови наведень тощо.

Статистичний аналіз експериментальних даних. В експерименті отримано довгі ряди інтервалів між послідовними моментами приходу імпульсів від блока детектування, які в подальшому називатимемо потоком інтервалів. З цих даних легко одержати швидкість лічення імпульсів, підраховуючи кількість моментів реєстрації нейтронів за вибраній проміжок часу.

Аналізувалися результати вимірювань послідовних інтервалів між актами реєстрації нейтронів від лабораторного джерела нейтронів, від тепловидільних збірок у сховищі відпрацьованого ядерного палива (СВЯП) Чорнобильської АЕС та імпульсів від альфа-струму.

Вихідні дані для статистичного аналізу — це послідовний ряд інтервалів часу між послідовно прийнятими системою реєстрації імпульсами. При цьому неявно вважається, що отримана випадкова послідовність є стаціонарною і одержаний результат не змінюватиметься в разі повторних вимірювань у межах допустимих статистикою відмінностей. Ключовою послілкою, яка перевіряється в статистичному аналізі, є зміна дисперсії зі збільшенням розміру вибірки (збільшенням числа членів ряду), яка для нормального (або пуассонівського) ряду повинна зменшуватися як $1/\sqrt{N}$ [6]. Для рядів, отриманих від систем з ланцюжками поділу, очікується, що ця залежність змінюватиметься відповідно до ідеї [2], згідно з якою нейтрони вимушеного поділу спотворюють статистику Пуассона. Ми аналізуватимемо послідовні ряди так званих накопичених даних, тобто необхідні статистики послідовно розраховуватимемо для перших трьох, чотирьох і т. д. елементів вибірки і будуватимемо їхній графік як ряд послідовних величин. Такий графік наочно ілюструє їхню зміну в часі (зміну в разі послідовного збільшення числа елементів вибірки при розрахунку вказаних статистик).

Для того щоб можна було порівнювати між собою різні джерела радіоактивного випромінювання незалежно від їхньої інтенсивності (активності), розраховується відносна величина — відношення стандартного відхилення до середнього для накопичених рядів даних.

Ряди накопичених значень вимірюваної величини (інтервалів) x_i , $i = 1, \dots, N$, розраховувалися за формулами [7, 8]:

$$\text{накопичене середнє } y_N = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i, (n = \overline{1, N});$$

накопичені дисперсія випадкової величини (x_i)

$$D_x = \frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (x_i - y_N)^2 \text{ і стандартне відхилення } \sigma_x = \sqrt{D_x};$$

накопичена середня дисперсія величини x_i $D_y = \frac{1}{N^2} \sum_{i=1}^n D_x$;

$$\text{відносні зміни } v_1 = \frac{\sigma_x}{y_N}; v_2 = \frac{D_y}{y_N}.$$

Аналізу підлягають зміни величин v_1 і v_2 з часом, тобто із зростанням розміру вибірки.

Результати і обговорення

Зупинимось на деяких особливостях графіків залежностей статистичних параметрів від розміру вибірки, отриманих розрахунком за наведеними формулами для вимірювань альфа-струму (рис. 3).

1. На рис. 3, а показано відношення стандартного відхилення до середнього для альфа-струму в різних серіях вимірювань. Нагадаємо, що для статистики інтервалів, яка має експоненціальний розподіл [4], ця величина повинна дорівнювати одиниці. Насправді ж відношення збігається до одиниці лише асимптотично і перебуває у певному «коридорі» невизначеності в межах 0,95—1,05. Результати стають стабільними, починаючи приблизно з розміру вибірки 15 000 елементів.

Але, судячи з рис. 3, а, навіть із збільшенням часу вимірювань (збільшенням розміру вибірки до 22 000 елементів) всі криві залишаються в тому самому «коридорі» навколо одиниці, а не збігаються в одну лінію. Величина розкиду даних, який не вдається усунути збільшенням розміру вибірки, становить приблизно $\pm 0,5\%$.

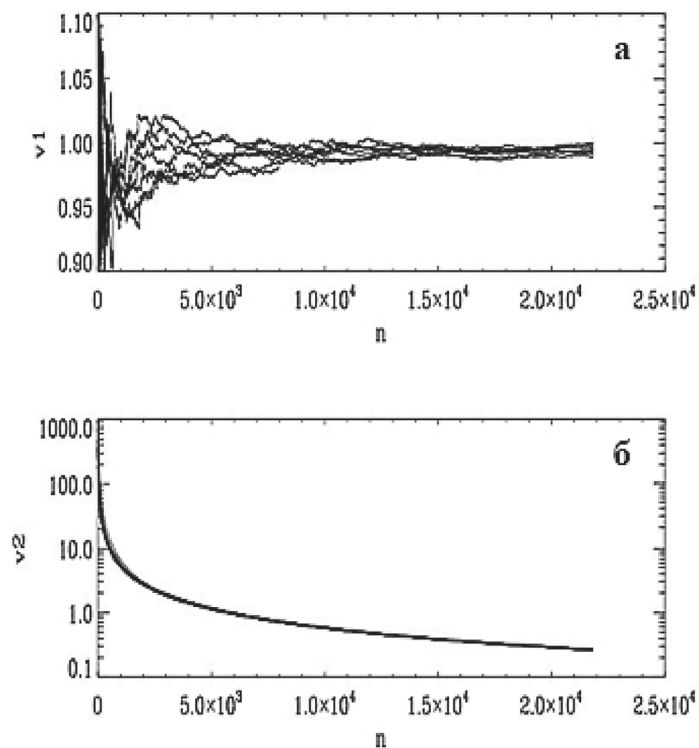


Рис. 3. Залежність статистичних параметрів від розміру вибірки (на рис. 3, а та б нанесено дані з одних і тих же файлів альфа-струму)

На рис. 3, б зображено зміну величини $v_2 = \sigma_x$ із зростанням числа елементів вибірки. Середньоквадратичні відхилення вибірок альфа-струму демонструють значно вищу стабільність: графіки на рис. 3, б збігаються практично в одну лінію. Це означає, що розкид даних на рис. 3, а обумовлено флуктуаціями середнього значення. Таким чином, практично значимі значення величини v_1 повинні перевищувати величину «коридора» невизначеності.

2. На рис. 4 додатково до кривих альфа-струму з рис. 3 нанесено результати вимірювання потоку нейтронів за різних рівнів дискримінації. Нагадаємо, що дані на рис. 3 і 4 отримано з одного й того самого вхідного сигналу його амплітудною дискримінацією. Розкид даних на рис. 4, б відображає той факт, що для експоненціальних вибірок середньоквадратичне відхилення має дорівнювати середньому, і в разі збільшення рівня дискримінації число імпульсів за одиницю часу або середнє значення інтервалів даної вибірки змінюватиметься (збільшуватиметься). Рис. 4 демонструє, що шуканий результат (величина v_1) залежить від способу отримання сигналу (від рівня дискримінації). З точки зору використання PuBe джерела в якості реперного для порівняння з іншими джерелами нейтронів його стабільність дещо менша порівняно з альфа-струмом і дорівнює приблизно $\pm 1,5\%$ у разі достатньо довгих рядів вимірювань.

3. Статистичні властивості альфа-струму і PuBe джерела нейтронів (в рамках порівняння потоків від різних джерел і реперного джерела) практично не відрізняються. Проте зауважимо, що альфа-струм (зона I на рис. 1, б, рівні дискримінації 0,24–0,41 В, що відповідає каналам

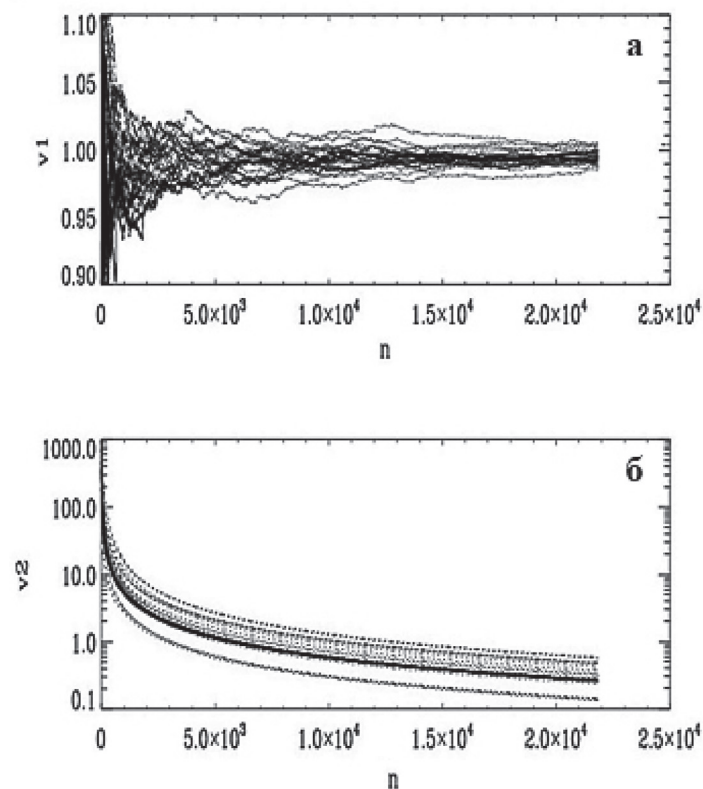


Рис. 4. Демонстрація відмінності статистичних параметрів PuBe та альфа-струму: альфа-струм показано жирними лініями; точками показано сигнали від PuBe за різних рівнів дискримінації

50–80) завжди вимірювався одночасно з вимірюваннями сигналу від PuBe джерела за різних рівнів дискримінації. На рис. 4, б, де нанесено всі результати вимірювань, криві для альфа-струму практично злилися в одну, тоді як криві для PuBe джерела за різних рівнів дискримінації розташовуються у відносно широкому коридорі як вище, так і нижче кривих для альфа-струму.

Висновки

1. На основі аналізу потоків інтервалів між зафіксованими детектором імпульсами досліджено статистичні властивості довгих рядів вимірювань випромінювання від двох джерел: а) нейтронного випромінювання від лабораторного джерела нейтронів; 2) фонового (шумового) альфа-випромінювання від радіатора всередині іонізаційної камери поділу (альфа-струм).

2. Виявлено, що відношення накопиченої дисперсії до накопиченого середнього для лабораторного джерела нейтронів та для альфа-струму змінюються практично однаково із зростанням числа вимірювань.

Виявлено, що відношення накопиченої дисперсії до накопиченого середнього довготривалих рядів вимірювань для лабораторного джерела нейтронів та для альфа-струму змінюються з часом практично однаково.

3. Основну мету роботи — дослідження можливості розрізняти джерела нейтронів, порівнюючи статистичні властивості їхнього випромінювання із статистичними властивостями випромінювання від контрольного джерела і не спираючись на розрахунки на основі їхніх (гіпотетичних) функцій розподілу — досягнуто. Крім того, доведено, що, використовуючи іонізаційну камеру поділу з радіатором на основі $^{235}\text{U}+^{234}\text{U}$ в якості детектора нейтронів, внутрішнє фонове випромінювання від альфа-розпаду радіатора можна використати як реперне при пошуку відхилень статистичних параметрів випромінювання для систем з наявністю ланцюжків вимушеного поділу.

4. Щодо використання альфа-струму як реперного джерела існує застереження. Як видно з рис. 4, б, результат сильно залежить від такої характеристики системи «джерело — вимірювальний канал», як швидкість лічення. Це означає, що для отримання стабільних і відтворюваних результатів електронна схема, яка забезпечує вибір каналів, з яких береться альфа-струм, повинна забезпечувати стабільність діапазону (50–80) каналів аналізатора, в яких проводяться вимірювання альфа-струму.

Список використаної літератури

1. Feynman R. P., de Hoffmann F., Serber R. Dispersion of the neutron emission in U-235 fission. *J. Nucl. Energy*. 1956. Vol. 3. P. 64–69.
2. Уриг Р. Статистические методы в физике ядерных реакторов. М. : Атомиздат, 1974. 400 с.
3. ПНАЭ Г-14–029-91. Правила безопасности при хранении и транспортировке ядерного топлива на объектах ядерной энергетики. М. : ЦНИИатоминформ, 1992. 23 с.
4. Гольданский В. И., Куценко А. В., Подгорецкий М. И. Статистика отсчетов при регистрации ядерных частиц. М. : Гос. изд-во физ.-мат. л-ры, 1959. 411 с.
5. Мительман М. Г., Дубовский В. Г., Любченко В. Ф., Розенблюм Н. Д. Детекторы для внутриреакторных измерений энерговыделения. М. : Атомиздат, 1977. 152 с.

6. Щиголев Б. М. Математическая обработка наблюдений. М. : Наука, 1969. 344 с.

7. Горбань И. И. Физико-математическая теория гиперслучайных явлений с общесистемных позиций. *Математичні машини і системи*. 2010. № 2. С. 3–9.

8. Горбань И. И., Ярошук И. О. Исследование статистической устойчивости колебаний температуры и скорости звука в океане. *Акустический симпозиум «Консонанс-2011»*, К. : ІГМ НАН України, 27–29 вересня 2011 р. С. 99–104.

References

1. Feynman, R. P., de Hoffmann, F., Serber, R. (1956), “Dispersion of the Neutron Emission in U-235 Fission”, *J. Nucl. Energy*, Vol. 3, pp. 64–69.

2. Urig, R. (1974), “Statistical Methods in Nuclear Reactor Physics” [Statisticheskie metody v fizike yadernykh reaktorov], Moscow, Atomizdat, 400 p. (Rus)

3. PNAE G-14–029–91. Safety Rules in Storage and Transport of Nuclear Fuel at Nuclear Energy Installations [Pravila bezopasnosti pri khraneniі i transportirovke yadernogo topliva na ob'ektakh yadernoi energetiki], Moscow, Atominform, 1992, 23 p. (Rus)

4. Goldanskii, V.I., Kutsenko, A.V., Podgoretskii, M.I. (1959), “Counting Statistics in Registration of Nuclear Particles” [Statistika otschotov pri registratsii yadernykh chastits], Moscow, State Publishing House for Physical and Mathematical Literature, 411 p. (Rus)

5. Mitelman, M.G., Dubovskii, V.G., Liubchenko, V.F., Rozenblium, N.D. (1977), “Detectors for In-Core Measurements of Energy Release” [Detektory dlia vnutrireaktornykh izmerenii energovydeleniia], Moscow, Atomizdat, 152 p. (Rus)

6. Shchigolev, B.M. (1969), “Mathematical Treatment of Observations” [Matematicheskaia obrabotka nabludeniі], Moscow, Nauka, 344 p. (Rus)

7. Gorban, I.I. (2010), “Physical and Mathematical Theory of Hyper-Random Phenomena from General System Positions” [Fiziko-matematicheskaia teoriia gipersluchainykh yavlenii s obshchesistemnykh pozitsii], *Mathematical Machines and Systems*, No. 2, pp. 3–9. (Rus)

8. Gorban, I.I., Yaroshchuk, I.O. (2011), “Investigation of Statistical Stability of Temperature and Sound Velocity Oscillations in the Ocean” [Issledovaniie statisticheskoi ustoichivosti kolebaniі temperatury i skorosti zvuka v okeane], *Acoustic Symposium “Konsonans-2011”*, Kyiv, NAS of Ukraine, pp. 99–104. (Rus)

Отримано 09.02.2017.