

МОЖЛИВІСТЬ ЗАСТОСУВАННЯ СПЕКТРОМЕТРА МНОЖИННОСТІ ДЛЯ ВИЗНАЧЕННЯ ВМІСТУ ЯДЕР, ЩО ДІЛЯТЬСЯ

Ю. Г. Щепкін, В. І. Слісенко, Е. О. Павленко, П. І. Булан,
В. С. Прокопенко, Ю. С. Стрюк, Т. О. Костюк

Показано можливість використання спектрометра множинності для визначення вмісту подільних ядер активним неруйнівним методом шляхом опромінення досліджуваної проби тепловими нейтронами реактора. Розрахункові значення мінімальної відносної масової концентрації подільної речовини та номінальної маси матриці проби складають близько $3 \cdot 10^{-8}$ і 170 г відповідно. Результати розрахунків підтверджуються попередніми вимірами при опроміненні нейтронами зразків природного урану і кремнію.

На сьогоднішній день існують різні методики елементного аналізу радіоактивних речовин. Значною мірою їх розробки були стимульовані потребою визначення кількісного вмісту радіонуклідів у навколишньому середовищі, які з'явилися внаслідок нештатних ситуацій на АЕС і відповідних виробництвах. Основну частину альфа-активних ядер складають ізотопи урану та плутонію. Аналіз кількісного вмісту цих елементів у навколишньому середовищі проводиться, в основному, шляхом реєстрації альфа-частинок. Цей метод являється досить чутливим, але має суттєвий недолік - низьке представництво внаслідок малої проникливості альфа-випромінювання. У зв'язку з цим викликає інтерес розробка методів аналізу вказаних елементів, які ґрунтуються на реєстрації нейтронного чи гамма-випромінювання, що утворюється в реакціях, наприклад при поділі ядер.

У даній роботі проведено розрахунки та експериментальні дослідження для з'ясування можливості визначення кількості ^{235}U , ^{239}Pu і ^{241}Pu в пробах з різним елементним складом методом спектроскопії множинності (СМ) [1]. Розглядається активний спосіб аналізу на основі вимушеного поділу під дією теплових нейтронів і реєстрації факту поділу спектрометром множинності, який створено на базі реактора ВВР-М НЦ "ІЯД" НАН України.

1. Особливості застосування СМ для реєстрації малих кількостей речовин, що діляться

Суть методу СМ полягає в тому, що розділення різних процесів відбувається на підставі відмінності множинності ν частинок, що в них утворюються. Реєстрація частинок здійснюється багатоканальним скінтіляційним 4 π -детектором з ефективністю реєстрації, наближеною до 100 % [1 - 4].

Нехай початковий спектр множинності певного процесу є $I(\nu)$. У результаті реєстрації процесу багатосекційним детектором записується спектр кратності збігів $N(k)$ (k -кратність збігів). Чим більша відмінність спектрів $I_i(\nu)$ різних процесів, тим більша відмінність відповідних спектрів $N_i(k)$ і тим кращий ступінь розділення досліджуваних процесів. Якість розділення залежить також і від якості детектора - кількості секцій, об'єму тощо.

В області енергій нейтронів, що розглядаються в даній роботі (тепловий спектр реактора) і ініціюють поділ ядер, основними видами взаємодії нейтронів з матеріалами матриці проби є пружне розсіяння нейтронів і радіаційний захват. Ці процеси фонові по відношенню до поділу аналізованих речовин.

Усунути вплив нейтронів, що розсіюються, на реєстрацію поділу не складно через малу енергію нейтронів: між пробою, розташованою всередині 4 π -детектора і кристалами

детекторів достатньо розташувати тонкий шар поглинача, що запобігає попаданню розсіяних пробою нейтронів у кристали та їх небажаний наступний захват у самих кристалах.

При радіаційному захваті нейтронів у матриці утворюється каскад з кількох гамма-квантів із загальною енергією, що дорівнює енергії зв'язку B_n нейтрона ($\sim 6 - 9$ MeV). Для матриць, що складаються з ядер легкої і середньої атомної маси, а саме такі середовища викликають найбільший інтерес з точки зору аналізу на вміст речовин, що діляться (РД) (грунти, вода, тваринний і рослинний світ, предмети побуту, тощо), захват нейтронів, в основному, супроводжується вильотом 1 - 3 гамма-квантів. Прямих вимірів спектрів множинності захватного гамма-випромінювання практично не проводилось, але у випадку ядер легкої і середньої маси оціночну інформацію про множинність захватного випромінювання можна отримати з амплітудних спектрів гамма-променів [5, 6] завдяки відносно простим схемам розпаду збуджених ядер. Наприклад, для кремнію, що складає основну масову частину ґрунтів (вміст SiO_2 складає біля 70 %), доля захвату з вильотом 1, 2 і 3 гамма-квантів складає приблизно 2, 70 - 80 і 12 % відповідно. Для алюмінію (ваговий вміст Al_2O_3 в ґрунтах біля 15 %) ці величини складають відповідно 24, 60 і 8 - 13 %. Для такого відносно важкого елемента, як залізо, доля якого в ґрунті дорівнює приблизно 2.5 %, ймовірність захвату з $\nu = 1, 2, 3$ і 4 дорівнює приблизно 25, 40, 15 і 5 %, відповідно. При збільшенні атомної маси ядер середні значення $\langle \nu \rangle$ зміщуються до значень 3 - 4.

У процесі поділу утворюється в середньому 8 гамма-квантів із загальною енергією 8 MeV [7] і 2 - 3 нейтрони. Нейтрони поділу зазнають у детекторі непружного розсіяння. Для детектора на основі кристалів йодистого натрію товщиною 15 см у результаті непружного розсіяння нейтронів поділу утворюються біля 1 - 2 гамма-квантів. У результаті загальна кількість гамма-квантів в акті поділу складає в середньому 9 - 10 з енергією 9 - 10 MeV.

Таким чином, основний процес (поділ) і фоновий (захват у матриці) суттєво відрізняються за множинністю створюваного гамма-випромінювання. Але не дивлячись на відмінності множинностей, повного розділення відповідних спектрів кратності збігів захвату $N_\gamma(k)$ і поділу $N_f(k)$ не відбувається. Це обумовлено тим, що кількість частинок, що вилітають у цих процесах, являють собою не фіксовані числа $\langle \nu_{\gamma\gamma} \rangle$ і $\langle \nu_{f\gamma} \rangle$, а розподіли $I_\gamma(\nu)$ і $I_f(\nu)$, внаслідок чого різниця чисел гамма-квантів, що вилітають при захваті і поділі, може бути менша, ніж різниця середніх значень $\langle \nu_{\gamma\gamma} \rangle$ і $\langle \nu_{f\gamma} \rangle$. Крім того, відбувається і апаратне спотворення спектрів $I_\gamma(\nu)$ і $I_f(\nu)$, що трансформуються в спектри $N_\gamma(k)$ і $N_f(k)$. Але є область значень k , де захват і поділ практично не перекриваються ($k \geq 6 - 8$) і реєструється практично тільки поділ - область "чистого" поділу. Наприклад, у вимірах по визначенню співвідношення захвату і поділу ^{235}U і ^{239}Pu [3, 4, 8, 9], у результаті яких і було створено метод СМ, в області $k \geq 8$ ефективність захвату складала всього 0.1 %, чим можна знехтувати порівняно з внеском поділу (~ 45 %). У випадку легких ядер доля захвату в цій області буде ще меншою. При проведенні аналізу для визначення кількісного складу РД методом СМ у випадку їх високої концентрації задача звелась би до реєстрації поділу в області "чистого" поділу. Але практичну цінність викликають випадки малих кількостей РД. У цих випадках для виділення актів поділу з природного фону і набору відповідної статистики числа актів поділу необхідно опромінити проби інтенсивним потоком нейтронів. При цьому збільшується інтенсивність актів захвату в матриці. Це в ряді випадків призведе до того, що за час роздільного часу τ спектрометра будуть відбуватися випадкові збіги окремих актів захвату (ВЗОАЗ). Такі події будуть мати більш високу множинність і реєструватися в більш високих областях спектра кратності збігів, ніж окремі акти захвату. Внаслідок цього область "чистого" поділу також зміститься в область більш високих значень k . Це призведе до зменшення ефективності ϵ_f реєстрації поділу, тим самим компенсуючи ефект збільшення інтенсивності нейтронного потоку, що опромінює пробу, або до обмеження маси проби, що погіршить представництво методу.

У той же час існує фактор, який полегшує відокремлення поділу від ВЗОАЗ. Це - різниця енергії гамма-випромінювання цих процесів. Уже при двократному ВЗОАЗ виділяється енергія гамма-випромінювання, рівна $2E_n$ ($\sim 17\text{MeV}$), що майже вдвічі перевищує середню енергію гамма-випромінювання в одному акті поділу. При великій кратності ВЗОАЗ енергія, що виділяється при таких подіях, ще більше буде перевищувати енергію гамма-променів поділу. Тому можна вибрати діапазон енергії гамма-випромінювання $E_1 < E < E_2$, що дозволить обмежити вплив ВЗОАЗ на реєстрацію поділу.

Таким чином, задача полягає у визначенні граничного значення k_f , вище якого можна знехтувати впливом ВЗОАЗ у матриці, енергетичного інтервалу (E_1, E_2), максимальної інтенсивності актів захвату в матриці та максимальної маси проби (представництво методу). Визначення цих умов дозволить звести до мінімуму вплив ВЗОАЗ на результат аналізу і разом з тим досягти проведення аналізів з мінімально можливою кількістю РД (тобто максимальною чутливістю). З вищесказаного видно, що вплив захвату буде тим меншим, чим більше відношення σ_f/σ_γ , де σ_γ - переріз захвату нейтронів ядрами матриці, σ_f - переріз поділу. Тому в роботі було вибрано тепловий спектр, де зазначене відношення складає біля 5000. Дуже суттєво, що теплову частину енергетичного спектра нейтронів реактора досить просто відокремити від решти з невеликою втратою інтенсивності. Використання теплового спектра доцільно також з того, що від нейтронів малих енергій легше захистити кристали детектора, щоб уникнути захвату в них розсіяних нейтронів.

2. Спектрометр множинності

Розрахункові та експериментальні роботи з дослідження можливості застосування СМ для кількісного визначення вмісту РД і вибору умов аналізу було проведено для спектрометра множинності, створеного на базі реактора ВВР-М.

Багатосекційний детектор (рис. 1) спектрометра складається з 19 секцій на основі кристалів йодистого натрію. 12 секцій упаковано в двох циліндричних контейнерах (по шість у кожному). Діаметр контейнерів 400 мм, довжина вздовж пучка 160 мм. Решта секцій являють собою окремі сцинтиблики у формі циліндрів розміром 150×150 мм, розташовані між контейнерами симетрично відносно пучка і проби. Повна довжина детектора вздовж пучка 480 мм, загальний об'єм 50 л. Збірка являє собою 4 π -систему з геометричною ефективністю біля 99 %. Захист кристалів від нейтронів, що розсіюються на пробі, здійснюється за допомогою тонкого шару гідриду літію, збагаченого до 90 % ^6Li . Гідрид літію засипається між двома співвісними циліндрами, що проходять уздовж усього детектора. Товщина LiH 0.24 г/см^2 . Внутрішній циліндр є каналом для проходження нейтронного пучка і розташування проби. Діаметр каналу 58 мм, довжина 980 мм, що забезпечує захист детектора не тільки від нейтронів, що розсіюються на матриці, а і від нейтронів, які розсіюються на повітрі до і після виходу пучка з детектора.

Зовнішній захист детектора складається із свинцю товщиною $100 - 200 \text{ г/см}^2$ і поліетилену з бором товщиною біля $10 - 20 \text{ г/см}^2$.

Детектор розташовано на 3-му горизонтальному каналі реактора (рис. 2) на відстані 8.8 м від активної зони. Область виходу каналу з біологічного захисту реактора оточено підсиленним захистом у вигляді бункера. Для доступу в бункер його задню стінку зібрано на рухомій платформі. Бункер складено з баків, заповнених водою і залізним скрапом товщиною 40 - 80 см.

Із проходженням нейтронного пучка до детектора відбувається його формування системою коліматорів діаметром від 100 мм на виході з каналу реактора до 10 - 40 мм перед детектором.

У бункері та його захисті розміщено фільтр із кремнію товщиною 950 мм, що виділяє теплові нейтрони з реакторного спектра. Такий фільтр приблизно в $6 \cdot 10^6$ раз послаблює потік

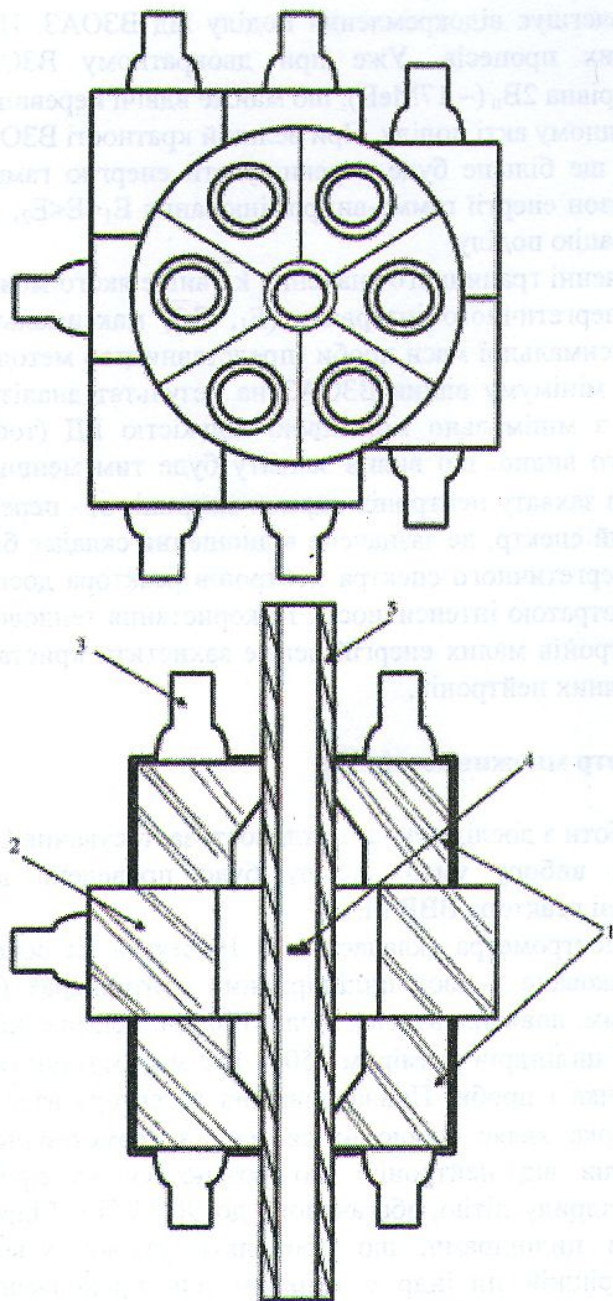


Рис. 1. Схема детектора: 1 – контейнери; 2 – сцинтилки; 3 – фотоелектронні помножувачі; 4 – проба, що досліджується; 5 – конвертор з гідридом літію.

сумарний імпульс подається на інтегральний дискримінаційний блок ІД_л, де здійснюється попередній відбір подій по кратності збігів - на виході ІД_л з'являється імпульс у випадку, якщо кратність збігів подій перевищує певну величину, яка виставляється рівнем дискримінації дискримінаційного ІД_л.

Виміри можна проводити в двох режимах. У першому (I) імпульс від ІД_л надходить на вхід "строб" ККС. У другому (II) режимі на вхід "строб" імпульс надходить від інтегрального дискримінаційного нижнього порогу ДД. Протягом часу перекриття "строба" й імпульсів від дискримінаційних ІД_с секцій (з блока Ф) ККС проводить підрахунок кількості імпульсів, що прийшли на його вхід, тобто кратність збігів. Із виходу ККС код кратності збігів подій

нейтронів з енергією 1 МеВ [10], у той час як потік теплових нейтронів ослаблюється лише в шість разів. Одночасно такий фільтр послаблює присутній у пучці нейтронів потік гамма-квантів з енергією 2 МеВ у $2 \cdot 10^4$ разів. У бункері розташовано і механізм для зміни фільтруючих зразків. Виведення зразка на пучок здійснюється з пульта керування вимірами. Механізм дозволяє реалізувати чотири позиції. Після проходження через пробу і виходу з детектора пучок попадає в ловушку для запобігання його подальшого проходження по залу реактора.

Схему електронного тракту спектрометра наведено на рис. 3. Основні його вузли: багатовхідний аналоговий суматор Σ_a , блок Ф інтегральних дискримінаційних і формувачів стандартних імпульсів, суматор Σ_n стандартних імпульсів, кодувальник кратності збігів ККС і блок реєстрації Р.

Кожна секція детектора проглядається ФЕП-139. Із виходу ФЕП імпульс передається на суматор Σ_a і дискримінаційний блок Ф. Із виходу Σ_a сумарний імпульс від усіх секцій подається на диференціальний дискримінаційний блок ДД. Нижній поріг дискримінаційного ДД $E_1 = 3.8$ МеВ, величина верхнього порогу E_2 змінюється в межах 6 - 20 МеВ. У блоці Ф імпульс від кожної секції детектора дискримінується на відповідному дискримінаційному ІД_с ($c = 1 - 19$). Рівень дискримінації $E_c = 35$ кеВ, тривалість вихідних стандартних імпульсів 0.3 мкс. Позитивний імпульс поступає на відповідний вхід ККС, негативний - на суматор Σ_n . З виходу Σ_n

поступає на реєструючий блок Р, де при наявності імпульсу від ДД відбувається запис події в спектр кратності збігів.

У першому режимі вимірів знімається частина досліджуваного спектра, в другому - весь спектр. Останній режим використовується для отримання загальної картини спектра. Так як ККС має досить великий "мертвий" час (біля 4.5 мкс), то при великій інтенсивності подій відбуваються їх прорахунки на ККС. Тому в основних вимірах використовується режим I, а в режимі II на підставі загальної картини спектра вибирається величина кратності збігів k , вище якої досліджується вибрана ділянка спектра в режимі I. У цьому режимі значно зменшується інтенсивність подій, які реєструються ККС.

Важливим параметром спектрометра є власний фон детектора, обумовлений космічним випромінюванням і радіоактивністю матеріалів детектора. Величина цього фону, що є частиною повного фону, також впливає на чутливість методу.

Виміри власного фону $n_c(k)$ детектора проводились в інтегральному і диференціальному режимах дискримінації енергії, яка виділяється у всьому об'ємі детектора.

У табл. 1 наведено інтегральну (по кратності збігів k) інтенсивність $n_c(k)$ власного фону, яка вимірювалась при величині нижнього порогу

$E_1 = 3.8$ MeV і кількох значеннях верхнього порогу дискримінації E_2 (8, 10 і 12 MeV). Із результатів вимірів видно, що фон зменшується з виділенням області більш високих кратностей збігів. Характерною рисою поведінки фону є його значне зменшення при переході від інтегрального режиму дискримінації енергії до диференціального. І це

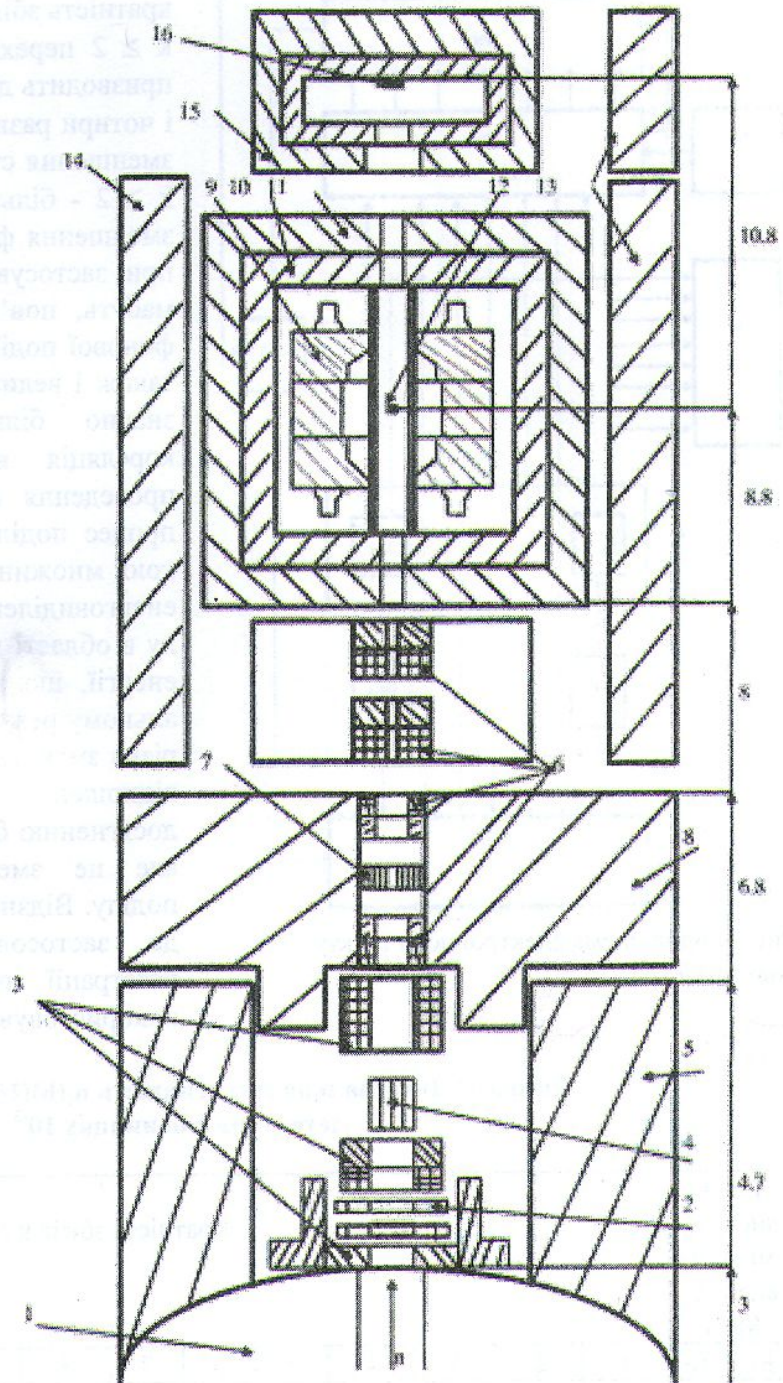


Рис. 2. Схема спектрометра: 1 – біологічний захист реактора, 2 – пристрій заміни зразків; 3, 6 – коліматори; 4, 7 – фільтри із кремнію; 5 – баки із захистом; 8 – пересувний захист; 9 – детектор; 10 – свинцевий захист; 11 – поліетилен-борний захист; 12 – досліджувана проба; 13, 14 – зовнішній захист; 15 – уловлювач нейтронів; 16 – поглинач нейтронів.

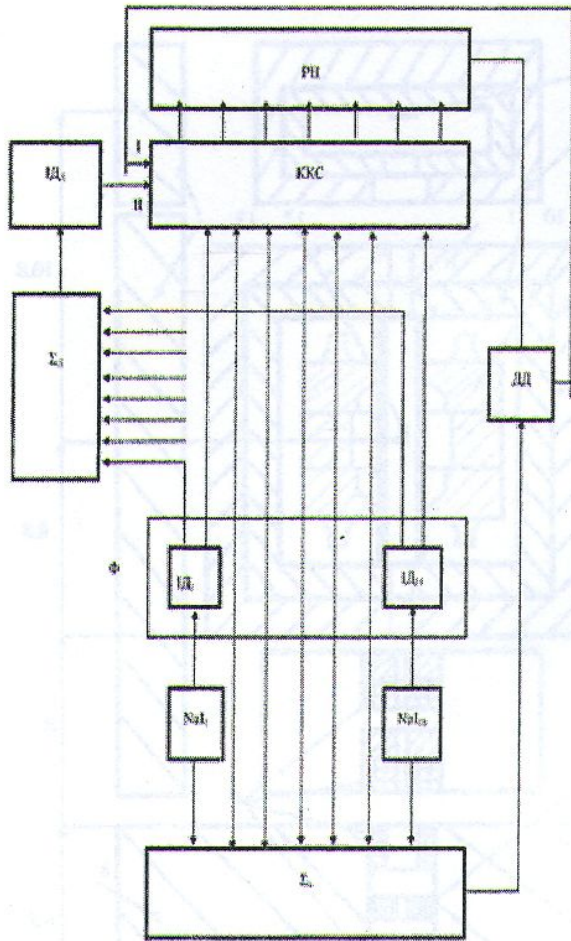


Рис. 3. Блок-схема електронного тракту спектрометра.

зменшення тим суттєвіше, чим більша кратність збігів. Наприклад, для області $k \geq 1$ і $k \geq 2$ перехід до диференціального режиму призводить до зменшення власного фону в два і чотири рази відповідно, для області $k \geq 8$ це зменшення становить уже 40 - 50 разів, а для $k \geq 12$ - більше 100 разів. Настільки стрімке зменшення фону в області великих значень k при застосуванні диференціального режиму, мабуть, пов'язано з тим, що для реалізації фонові події з великою кратністю необхідно також і велике виділення енергії і, як видно, значно більше, ніж 8 - 12 МеВ. Така кореляція виявляється сприятливою для проведення аналізу на вміст РД тому, що процес поділу супроводжується також високою множинністю, але відносно невеликим енерговиділенням. Тому реєстрація актів поділу в області великих значень k з обмеженням енергії, що виділяється, тобто в диференціальному режимі в інтервалі 3.8 - (8 - 12) МеВ, різко зменшує власний фон, значно покращує відношення ефекту до фону і сприяє досягненню більш високої чутливості методу, але не зменшує ефективності реєстрації поділу. Відзначимо, що в попередніх роботах, де застосовувалась методика СМ для реєстрації поділу, вказана обставина не використовувалась для зменшення фону.

Таблиця 1. Інтегральна інтенсивність $n_c(k)(1/c)$ власного фону детектора в одиницях 10^{-2}

Рівні дискримінації енергії, МеВ		Кратність збігів $k \geq$												
E_1	E_2	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
3.8	∞	3800 ± 200	3100 ± 200	2000 ± 100	1100 ± 100	650 ± 30	310 ± 20	220 ± 10	160 ± 20	91 ± 16	49 ± 8	26 ± 3	13 ± 2	6 ± 1
3.8	8								3.1 ± 0.21	1.4 ± 0.13	0.61 ± 0.05	0.199 ± 0.01	0.081 ± 0.011	
3.8	10	1700 ± 300	740 ± 30	240 ± 20	110 ± 10	640 ± 100	280 ± 30	110 ± 90	3.9 ± 0.17	1.7 ± 0.08	0.66 ± 0.04	0.22 ± 0.01	0.095 ± 0.012	0.03 ± 0.02
3.8	12								4.4 ± 0.2	2.38 ± 0.14	1.05 ± 0.08	0.396 ± 0.02	0.117 ± 0.013	

Як правило, середовища, що аналізуються на предмет вмісту РД, також містять у собі радіоактивні речовини, котрі являються продуктами поділу та продуктами їх розпаду. Їх випромінювання має низьку множинність. Тому використання методика СМ для виділення

РД по акту поділу в області великих значень k одночасно ліквідує реєстрацію осколкової активності.

3. Моделювання реєстрації ВЗОАЗ у багатосекційному детекторі

Інтенсивність ВЗОАЗ в області $k \geq k_f$ і $E_1 \leq E \leq E_2$ можна записати як

$$S_c(k_f, E_1, E_2, N_\gamma, \tau) = N_\gamma \sum_{m=2}^{\infty} P_\tau(m, N_\gamma, \tau) \cdot W_m(k_f, E_1, E_2), \quad (1)$$

де N_γ - повна інтенсивність актів захвату в матриці; τ - роздільний час спектрометра; P_τ - імовірність збігу в часі m актів захвату в інтервалі τ , яка визначається розподілом Пуасона з параметрами m і $N_\gamma\tau$; $W_m(k_f, E_1, E_2)$ - імовірність реєстрації в багатосекційному детекторі випадкового збігу m актів захвату (ВЗОАЗ кратності m) при кратності збігу $k \geq k_f$ з виділенням енергії в інтервалі $E_1 \leq E \leq E_2$.

Для визначення W_m було розроблено програму, за якою розраховувався кратнісно-амплітудний спектр $N_m(k, E)$. Він відповідає реєстрації в багатосекційному детекторі m актів захвату, що збіглися в часі. Розрахунок спектра $N_m(k, E)$ проводився на ЕОМ методом статистичних випробувань. Параметрами програми є елементний і кількісний склади матриці, перерізи захвату, енергії зв'язку нейтрона і спектри множинності гамма-променів із захвату нейтронів елементами матриці, кратність m ВЗОАЗ, геометричні розміри детектора (радіус і довжина контейнерів, розміри внутрішньої порожнини детектора і каналу для проходження пучка, розташування проби), величина рівня дискримінації E_c енерговиділення в секціях, енергетична роздільна здатність детектора, кількість L статистичних випробувань ВЗОАЗ. На підставі параметрів, що вводяться, для кожної події ВЗОАЗ кратності m спочатку шляхом розіграшу в програмі готувався спектр $I_m(\nu, E_{\gamma 1} \dots E_{\gamma \nu})$ гамма-квантів такої події. Потім програма проводить розіграш такого каскаду з ν гамма-квантів шляхом "простежування" долі кожного гамма-кванта каскаду в детекторі. При цьому для кожного акту взаємодії гамма-кванта з матеріалом детектора записується номер секції детектора, де відбулася ця подія, і енергія, що виділилася в даній секції. Після випробування всіх ν гамма-квантів наступного каскаду, що утворився внаслідок збігу m актів захвату, в програмі підраховується кількість секцій детектора (тобто кратність збігів k), де гамма-кванти каскаду виділили енергію, що перевищує задану величину E_c (рівну 35 кеВ), і сумарна енергія E , яку виділили всі ν гамма-кванти каскаду у всіх секціях, тобто у всьому об'ємі детектора. Така подія з кратністю збігу k і енерговиділенням E записується в спектр $N_m(k, E)$. Потім програма переходить до наступної події ВЗОАЗ доти, поки не будуть проведені всі L статистичних випробувань. Кількість випробувань L складала від 10^4 до $2 \cdot 10^6$ при кратності m ВЗОАЗ від 2 до 6. Внеском в S_c збігів з більшими значеннями m можна знехтувати.

Моделювання реєстрації ВЗОАЗ у багатосекційному детекторі проводилось для проби, матриця якої за складом імітує ґрунт. Основу ґрунтів складають гірські уламки породи з таким складом, %: SiO_2 - 71, Al_2O_3 - 15.5, Fe_2O_3 - 1.6, FeO - 1.8, MnO - 0.12, CaO - 2, Na_2O - 3.5, K_2O - 4.1 і важкі елементи - 0.0012 [11]. Як видно, біля 87 % припадає на кварц і глинозем - основну частину різних видів ґрунтів, які відрізняються різною кількістю домішок інших елементів.

Результати обчислень кратнісно-амплітудних спектрів $N_m(k, E)$ для ВЗОАЗ кратності 2 і 4 наведено в табл. 2 і 3. Особливість поведінки цих спектрів полягає в наступному. Основну частину ВЗОАЗ зосереджено в області малих кратностей збігів. Наприклад, в інтегральному режимі дискримінації енергії при $E_1 = 4$ МеВ для $m = 2$ в областях $k \geq 9, 10, 11$ реєструються відповідно $0.72 \cdot 10^{-2}$, $1.36 \cdot 10^{-3}$ і $1.73 \cdot 10^{-4}$ частини повного числа ВЗОАЗ. При переході до

диференціального режиму при $E_2 = 8$ МеВ відповідні ймовірності реєстрації ВЗОАЗ ще зменшуються і досить суттєво. Для тих же областей к імовірності реєстрації ВЗОАЗ $1.15 \cdot 10^{-4}$, $1.53 \cdot 10^{-5}$ і $5.9 \cdot 10^{-7}$ відповідно. Тобто введення диференціального режиму зменшує вклад ВЗОАЗ у вказаній області к в 100 - 300 разів.

Таблиця 2. Розрахований кратнісно-амплітудний спектр $N_m(k, E)$ для двократних ($m = 2$) ВЗОАЗ. Число статистичних випробувань $L = 1.7 \cdot 10^6$

Енергія E, що виділяється в детекторі, МеВ	Кратність збігів k												
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
1-2	3260	4049	1828	367	44	5	0	0	0	0	0	0	0
2-3	3394	6947	4767	1657	306	49	4	0	0	0	0	0	0
3-4	3358	10220	9444	4805	1330	229	22	5	0	0	0	0	0
4-5	2279	11231	15707	10085	3739	876	140	25	2	0	0	0	0
5-6	1954	13057	22754	18225	8367	2515	512	77	3	1	0	0	0
6-7	2736	17581	34481	33212	18209	6555	1661	272	19	4	0	0	0
7-8	2040	15438	37929	44683	28797	12371	3667	703	118	21	0	0	0
8-9	327	8631	33026	47919	38594	19472	6413	1609	277	38	2	0	0
9-10	269	7311	30430	60191	47948	27971	10875	3011	568	89	9	0	0
10-11	205	5690	26426	50887	53388	35092	15280	4858	1137	165	30	1	0
11-12	171	4278	23242	51385	61362	44901	22248	7777	2046	375	47	7	0
12-13	101	3040	18093	43842	56378	43418	23072	8422	2260	499	47	7	0
13-14	71	2083	12610	31299	42409	34721	18477	7083	1856	383	62	4	0
14-15	49	1448	8594	22421	30478	24789	13786	5320	1524	322	46	6	0
15-16	24	713	4332	11334	15182	12914	7109	2759	751	151	23	0	1

Характер спектра $N_4(k, E)$ суттєво відрізняється від спектра $N_2(k, E)$. У спектрі $N_4(k, E)$ в інтегральному режимі (при $E_1 = 4$ МеВ) значна частина ВЗОАЗ знаходиться в області великих кратностей збігів. Зокрема, у спектрі $N_4(k, E)$ у діапазоні $k \geq 9, 10$ і 11 реєструються 0.344; 0.168 і 0.063 частини повного числа ВЗОАЗ відповідно, що значно перевищує відповідне значення для спектра $N_2(k, E)$. Це природно, так як подія, що складається з чотирьох співпалих актів захвату, має велику множинність. Введення диференціального режиму значно обмежує ймовірність реєстрації ВЗОАЗ з $m = 4$ в цих областях к. Так, при верхньому порозі $E_2 = 8$ МеВ імовірність реєстрації таких подій у тих же областях кратності збігів значно зменшується, не перевищуючи 10^{-5} . Тобто введення диференціального режиму зменшує раніше наведені ймовірності для інтегрального режиму в $6.3 \cdot 10^3 - 3.4 \cdot 10^4$ разів, кардинально покращуючи можливості виділення в цій області актів поділу. Таке зменшення ймовірності реєстрації введенням верхнього порогу пов'язано з тим, що чотирикратні ВЗОАЗ мають не тільки велику множинність, але і велике значення сумарної енергії гамма-квантів, рівне $4V_n \approx 34$ МеВ.

Таким чином, кратнісно-амплітудний аналіз дозволяє значною мірою вилучити реєстрацію ВЗОАЗ в області $k \geq 9, 10$ і енергетичному діапазоні $4 < E < 10$ МеВ, де з достатньо високою ефективністю реєструються акти поділу в досліджуваних пробах.

На підставі отриманих спектрів $N_m(k, E)$ визначалась імовірність W_m реєстрації ВЗОАЗ

$$W_m(k_f, E_1, E_2) = \sum_{k \geq k_f} \sum_{E=E_1}^{E_2} N_m(k, E) / L \quad (2)$$

і по співвідношенню (1) обчислювались остаточні значення інтенсивності $S_c(k_f, E_1, E_2)$ ВЗОАЗ.

Таблиця 3. Розрахований кратнісно-амплітудний спектр $N_m(k, E)$ для чотирикратних ($m = 4$) ВЗОАЗ. Число статистичних випробувань $L = 10^5$

Енергія E, що виді- ляється в детек- торі, МеВ	Кратність збігів k																
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17
1-2	2	3	1	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
2-3	1	2	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
3-4	1	2	5	6	3	2	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
4-5	0	3	6	10	6	4	2	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
5-6	0	2	11	30	19	7	2	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
6-7	0	7	18	31	36	21	10	3	1	0	0	0	0	0	0	0	0
7-8	0	5	28	61	76	64	36	9	0	0	0	0	0	0	0	0	0
8-9	0	5	29	83	118	100	54	24	6	0	0	0	0	0	0	0	0
9-10	0	5	48	122	194	176	116	53	21	4	0	0	0	0	0	0	0
10-11	0	4	28	128	246	286	197	108	44	9	4	1	0	0	0	0	0
11-12	0	5	38	156	304	410	337	176	79	27	4	1	0	0	0	0	0
12-13	0	3	42	190	421	605	477	303	151	40	10	1	0	0	0	0	0
13-14	0	4	24	163	480	744	765	523	242	74	23	2	0	0	0	0	0
14-15	0	2	46	175	521	869	974	720	402	158	34	10	3	0	0	0	0
15-16	0	4	21	193	556	1013	1165	1015	557	235	69	11	2	0	0	0	0
16-17	0	1	26	186	567	1129	1410	1320	827	376	115	33	3	1	0	0	0
17-18	0	1	17	144	570	1128	1638	1640	1082	529	175	39	10	1	0	0	0
18-19	0	2	18	121	491	1175	1756	1884	1300	656	257	72	4	1	1	0	0
19-20	0	0	8	93	467	1060	1868	1961	1519	855	333	84	14	2	0	0	0
20-21	0	1	6	81	370	990	1871	2073	1680	951	391	115	28	3	2	0	0
21-22	0	0	9	59	307	891	1740	2066	1736	1068	428	141	29	1	0	0	0
22-23	0	2	5	60	248	729	1428	1893	1691	1057	476	151	36	3	1	0	0
23-24	0	0	1	46	202	648	1271	1739	1258	1039	495	135	39	7	0	0	0
24-25	0	0	2	22	157	477	961	1396	1259	908	427	146	33	7	0	0	0
25-26	0	0	1	19	112	338	769	1112	1075	728	356	143	40	5	2	0	0
26-27	0	0	1	6	64	272	561	825	847	597	306	119	31	3	0	0	0
27-28	0	0	0	8	79	250	532	826	781	646	295	138	23	4	1	0	0
28-29	0	0	0	4	29	117	248	411	442	340	193	63	13	2	0	0	0
29-30	0	0	0	0	16	64	142	246	284	201	111	48	11	3	0	0	0
30-31	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0

4. Моделювання реєстрації актів поділу в багатосекційному детекторі

За вказаною вище програмою здійснювались розрахунки кратнісно-амплітудного спектра $N_f(k, E)$ для процесу поділу з метою визначення ефективності ε_f його реєстрації. При розрахунках $N_f(k, E)$ використовувався інший режим роботи програми, в якому не проводилась підготовка початкового спектра гамма-квантів $I_f(\nu, E_{\gamma 1} \dots E_{\gamma \nu})$, а цей спектр вводився в програму.

У табл. 4 наведено розрахований кратнісно-амплітудний спектр $N_f(k, E)$ процесу поділу. Основна частина зареєстрованих подій поділу лежить в області великих значень k . Наприклад, при $k \geq 7$ знаходиться близько 77 % спектра $N_f(k, E)$. При цьому в області енергій менше 4 МеВ практично відсутня реєстрація поділу. Крім варіанту каскаду гамма-променів з сумарною енергією 8.7 МеВ і множинністю $\nu_{\gamma f} = 9$ (див. табл. 2), було проведено розрахунки для інших чотирьох типів каскадів з множинністю $\nu_{\gamma f} = 9$ та 10 з сумарною енергією від 7.9 до 10 МеВ і різним перерозподілом енергії між гамма-квантами каскаду. Такі розрахунки було зроблено з метою оцінки можливої невизначеності ефективності ε_f реєстрації поділу, розраховуваній на основі спектрів $N_f(k, E)$, яка може виникати внаслідок оціночного характеру інформації про множинність $\nu_{\gamma f}$ гамма-променів поділу, їх сумарної енергії і розподілу енергії між окремими гамма-квантами каскаду.

Таблиця 4. Розрахований спектр $N_f(k, E)$, що відповідає реєстрації в багатосекційному детекторі каскаду з множинністю $\nu_{\gamma f} = 9$ і сумарною енергією гамма-променів 8.7 МеВ.
Число статистичних випробувань $L = 10^4$

Енергія E, що виділяється в детекторі, МеВ	Кратність збігів k													
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14
1 - 2	0	0	0	1	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0
2 - 3	0	0	0	1	2	5	0	0	0	0	0	0	0	0
3 - 4	0	0	3	6	30	39	20	11	3	0	0	0	0	0
4 - 5	0	0	1	30	85	220	240	139	49	15	2	0	0	0
5 - 6	0	0	1	23	153	494	768	686	363	121	29	3	0	0
6 - 7	0	0	0	8	116	455	927	1073	688	293	59	15	1	0
7 - 8	0	0	0	5	48	229	524	653	503	222	67	12	1	0
8 - 9	0	0	0	0	7	46	99	172	149	62	21	2	0	0

На підставі розрахованих спектрів $N_f(k, E)$ обчислювалась ефективність ε_f реєстрації поділу для ряду областей k і E :

$$\varepsilon_f(k_f, E_1, E_2) = \sum_{k \geq k_f} \sum_{E=E_1}^{E_2} N_f(k, E) / L. \quad (3)$$

У табл. 5 наведено розраховані значення ε_f для п'яти варіантів каскадів гамма-променів, які у випадку однакових сумарних енергій гамма-променів і множинностей каскаду відрізняються перерозподілом енергії між гамма-променями. Різниця між значеннями ε_f , розрахованими для різних каскадів гамма-променів, збільшується зі зменшенням діапазону k і E , що природно (при обчисленні ε_f по всій області k і E воно складає 100 % незалежно від типу каскаду внаслідок великого об'єму детектора). Для

кожного діапазону k і E було обраховано значення ϵ_f як середнє між мінімальним і максимальним значеннями для даного діапазону. Ці значення ϵ_f разом з похибками теж наведено в табл. 5 (другий стовпчик для кожного значення k_f). Похибка значення ϵ_f збільшується від 14 до 72 % при зменшенні діапазонів k і E .

Таблиця 5. Розраховані значення $\epsilon_f(k_f, E_1, E_2)$ для п'яти варіантів гамма-каскадів, %. $E_1 = 4$ MeV

Верхній поріг E_2 дискримінації, MeV	Граничне значення k_f										Сумарна енергія гамма-променів каскад, MeV	Множинність $\nu_{\gamma f}$ каскаду
	8		9		10		11		12			
	6	24.1		10.7		3.18		0.72		0.17		
	25.3	17.4	11.0	8.9	3.30	3.2	0.64	0.8	0.07	0.15	7.9	9
	14.1	±	5.8	±6.2	1.70	±	0.34	±	0.03	±	8.7	9
	28.9	11.5	15.1		5.47	2.3	1.42	0.6	0.29	0.13	8.06	10
	6.0		2.7		0.84		0.19		0.02		10.0	10
8	53.8		26.6		8.74		1.91		0.35		7.9	9
	53.1	58.6	25.5	32.3	8.19	12.3	1.65	3.13	0.20	0.52	7.9	9
	49.9	±	24.4	±	8.40	±	1.89	±	0.32	±	8.7	9
	69.4	10.7	40.2	7.9	16.3	4.1	4.60	1.48	0.85	0.32	8.06	10
	47.9		27.3		11.3		3.20		0.62		10.0	10
10	53.8		26.6		8.74		1.91		0.35		7.9	9
	53.1	61.4	25.5	33.7	8.19	13.3	1.65	3.6	0.20	0.71	7.9	9
	54.0	±	26.7	±8.2	9.25	±	2.12	±	0.34	±	8.7	9
	69.8	8.4	40.6		16.5	5.2	4.63	1.9	0.86	0.51	8.06	10
	69.8		41.9		18.5		5.53		1.23		10.0	10

Як видно з табл. 5, відбувається значне зменшення (біля 100 разів) величини ϵ_f при збільшенні граничного значення k_f від 8 до 12. Не так сильно, але також зменшується значення ϵ_f при зменшенні верхнього рівня E_2 дискримінації (в три - чотири рази при переході від $E_2 = 8$ MeV до $E_2 = 6$ MeV). При збільшенні значення від 8 до 10 MeV ϵ_f практично не змінюється. Це, зокрема, пов'язано з тим, що сумарна енергія каскадів лежить у межах 7.9 - 10 MeV.

Обчислення інтенсивності S_f актів поділу проводилось на основі співвідношень, що зв'язують інтенсивність N_γ і S_f з параметрами проби і пучка (у наближенні "тонкого" зразка):

$$N_\gamma = P n_0 N_A \sum_j \frac{\beta_j \sigma_{\gamma j}}{A_j} = P n_0 q_\gamma, \tag{4}$$

$$S_f(k_f, E_1, E_2) = P n_0 \alpha N_A \epsilon_f \sigma_f / A_f = P n_0 \alpha \epsilon_f(k_f, E_1, E_2) q_f, \tag{5}$$

де β_j , $\sigma_{\gamma j}$, A_j - концентрація, переріз захвату і атомна вага елементів матриці відповідно; N_A - число Авогадро; P - маса матриці; α , σ_f і A_f - концентрація, переріз поділу і атомна маса РД; n_0 - густина потоку нейтронів. Звідси

$$S_f = N_\gamma \alpha \epsilon_f q_f / q_\gamma. \tag{6}$$

Співвідношення інтенсивностей S_c і S_f , а також інтенсивності n_c власного фону детектора визначають можливості даного методу аналізу РД.

У табл. 6 наведено результати розрахунків інтенсивності $S_c(k_f, E_1, E_2)$ ВЗОАЗ для кількох значень N_γ повної інтенсивності актів захвату в матриці, а також результати розрахунків інтенсивності $S_f(k_f, E_1, E_2)$ для кількох значень відносної масової концентрації α РД.

Таблиця 6. Обчислені інтенсивності $S_c(k_f, E_1, E_2)$ і $S_f(k_f, E_1, E_2)$ (c^{-1}) в одиницях 10^{-3} для значень повної інтенсивності N_γ актів захвату в межах $(1 - 4)10^4 c^{-1}$ і відносній масовій концентрації α РД у пробі $10^{-8} - 10^{-7}$. $E_1 = 4$ MeV

Верхній поріг E_2 дискримінації, MeV	Граничне значення k_f						
	8	9	10	11	12		
	$N_\gamma = 4 \cdot 10^4, 1/c$						
8	S_c	362±10	56±4	7.4±1.4	≤0.3	≤0.3	
	S_f	82±14	45±11	17±5	4.8±2.0	0.73±0.45	10^{-8}
		246±42	135±33	52±16	5±6	2.2±1.3	3×10^{-8}
		820±140	450±110	170±50	45±20	7.3±4.5	10^{-7}
10	S_c	1950±24	335±10	46.6±3.6	3.2±0.9	≤0.3	
	S_f	86±12	47±11	18.6±7.2	5.6±2.7	0.99±0.72	10^{-8}
		258±35	142±34	56±21	16.5±8.0	3.0±2.1	3×10^{-8}
		860±118	472±113	186±72	52.4±27.2	9.9±7.2	10^{-7}
12	S_c	6620±43	1410±20	225±8	27.3±2.8	2.3±0.8	
$N_\gamma = 2 \cdot 10^4, 1/c$							
8	S_c	88.9±2.5	13.8±1.0	1.85±0.37	≤0.075	≤0.075	
	S_f	41.0±7.4	22.7±5.3	8.6±2.8	2.4±1.0	0.37±0.23	10^{-8}
		123±22	67.8±16.2	25.8±8.4	7.3±3.0	1.2±0.7	3×10^{-8}
		410±74	226±54	86±28	23±10	3.7±2.3	10^{-7}
10	S_c	486±6	83.5±2.4	11.6±0.9	0.80±0.24	≤0.075	
	S_f	43.0±5.9	23.6±5.7	9.3±3.6	2.8±1.3	0.50±0.36	10^{-8}
		129±18	71±17	28±10	8.4±4.0	1.5±1.0	3×10^{-8}
		430±59	236±57	93±36	27±13	5.0±3.6	10^{-7}
12	S_c	1650±11	353±5	56±2	6.9±0.7	0.57±0.2	
$N_\gamma = 10^4, 1/c$							
8	S_c	22.6±0.6	3.4±0.2	0.47±0.09	≤0.0178	≤0.0178	
	S_f	20.5±3.7	11.3±2.7	4.3±1.4	1.2±0.5	0.18±0.11	10^{-8}
		61.5±11.1	33.9±8.1	12.9±4.2	3.6±1.5	0.54±0.33	3×10^{-8}
		205±37	113±27	43±14	11.5±4	1.8±1.1	10^{-7}
10	S_c	122±1.4	20.8±0.6	2.9±0.2	0.21±0.06	≤0.0178	
	S_f	21.5±2.9	11.8±2.8	4.7±1.8	1.4±0.7	0.25±0.18	10^{-8}
		64.5±8.7	35.4±8.4	14.0±5.4	4.2±2.0	0.75±0.54	3×10^{-8}
		215±29	118±28	47±18	13.6±6.8	2.5±1.8	10^{-7}
12	S_c	417±3	88.1±1.3	14.0±0.5	1.71±0.17	0.14±0.05	

Примітка. 1. Для ряду значень S_c (при великих k_f) вказано верхню межу S_c . Це стосується випадків, коли внаслідок обмеженого числа L статистичних випробувань $N_n(k, E) = 0$. У цьому випадку величина $W(k_f, E_1, E_2)$ вираховувалась як $1/L$. 2. Для $E_2 = 12$ MeV інтенсивність $S_f(k_f, E_1, E_2)$ така ж, як і при $E_2 = 10$ MeV.

Загальні закономірності зміни наведених інтенсивностей S_c і S_f при зміні граничного значення k_f області кратності збігів, де відбувається реєстрація подій, верхнього рівня E_2 дискримінації та інтенсивності N_γ такі. При збільшенні значення k_f , тобто переходу до більших кратностей збігів, відбувається значна зміна співвідношення інтенсивностей S_c і S_f . Якщо для відносної концентрації РД 10^{-8} і $N_\gamma = 4 \cdot 10^4 \text{с}^{-1}$ при $k_f = 8$ і $E_2 = 8 \text{ MeV}$ відношення $S_f/S_c \cong 0.23$, то при переході до $k_f = 11$ це відношення значно покращується і складає біля 15, тобто змінюється в 70 разів. Майже так само змінюється відношення S_f/S_c і для більших інтенсивностей N_γ при аналогічній зміні k_f .

При зменшенні інтенсивності N_γ активів захвату покращується S_f/S_c , тому що S_c зменшується більш різко (біля N_γ^m , $m \geq 2$), ніж інтенсивність S_f ($\sim N_\gamma$). Для тих самих значень $k_f = 8$, $E_2 = 8 \text{ MeV}$ і $\alpha = 10^{-8}$, але при $N_\gamma = 10^4 \text{с}^{-1}$ відношення S_f/S_c уже складає 0.9. Але при цьому погіршується відношення S_f до власного фону n_c . При переході до $k_f = 11$ відношення S_f/S_c також значно покращується і стає не менше 68.

При зміні верхнього рівня дискримінації E_2 S_c збільшується в чотири - шість разів, у той же час інтенсивність поділу міняється мало. Це пов'язано з тим, що вже при $E_2 = 8 \text{ MeV}$ практично повністю охоплюється область, де реєструється поділ. Тому реєстрацію подій доцільно обмежити діапазоном $E_1 = 4 \text{ MeV}$ і $E_2 = 8 - 10 \text{ MeV}$.

Для оцінки можливостей методу необхідно вибрати критерії, що встановлять допустимі співвідношення між інтенсивностями S_f , S_c і n_c . Якщо для відношення S_c/S_f установити обмеження ≤ 0.1 , то цій умові (див. табл. 6) будуть задовольняти режими реєстрації подій в області $k_f = 11$, $E_2 = 8 \text{ MeV}$ і $\alpha = 10^{-8}$ при інтенсивності $N_\gamma = 4 \cdot 10^4 \text{с}^{-1}$. При зменшенні N_γ область значень k_f і E_2 , що задовольняє нашому обмеженню, збільшується і для $N_\gamma = 10^4 \text{с}^{-1}$ $k_f = 10$ при $E_2 = 8 \text{ MeV}$ і $k_f = 12$ при $E_2 = 10 \text{ MeV}$. При більших концентраціях РД діапазон придатних значень k_f і E_2 ще більше розширюється. Але необхідно враховувати таку обставину. У зв'язку з тим, що точний елементний склад матриці, як правило, невідомий, при проведенні аналізу роботи виміри фонів, обумовлених захватом нейтронів у матриці, нереально. Тому на умови проведення аналізу бажано встановлювати такі обмеження, щоб фоном, обумовленим нейтронним пучком, взагалі можна було б знехтувати. Ця умова тим більш важлива в тому випадку, коли зміна фону носить нелінійний характер (основний внесок в S_c дають двократні ВЗОАЗ, тобто $m = 2$). Достатньо жорстким обмеженням на величину фону можна вважати умову, коли величина ефекту на два порядки перевищує пучковий фон, тобто $S_f/S_c = 10^2$. Як видно із даних (див. табл. 6), при інтенсивності $N_\gamma = 4 \cdot 10^4 \text{с}^{-1}$ вказане відношення можна отримати при концентрації РД $\alpha = 10^{-7}$. При даній інтенсивності N_γ і $\alpha = 3 \cdot 10^{-8}$ найкраще відношення $S_f/S_c = 50$ для діапазону $k_f = 11$, $E_2 = 8 \text{ MeV}$. При $N_\gamma = 2 \cdot 10^4 \text{с}^{-1}$ наша умова задовольняється при $\alpha = 3 \cdot 10^{-8}$, $k_f = 11$, $E_2 = 8 \text{ MeV}$. При $N_\gamma = 10^4 \text{с}^{-1}$ і $k_f = 11$ $S_f/S_c = 200$ при рівні дискримінації $E_2 = 8 \text{ MeV}$. При цьому для вказаних діапазонів інтенсивність S_f активів поділу складає $(3 - 7) \cdot 10^{-3} \text{с}^{-1}$ при рівні власного фону $n_c = 2 \cdot 10^{-3} \text{с}^{-1}$ (див. табл. 1), який легко врахувати. Якщо за міру чутливості методу взяти концентрацію РД, при якій виконуються умови $S_f/S_c = 100$ і $S_f/n_c \geq 1$, то із наведених даних випливає, що цим умовам задовольняє режим вимірів в області $k_f = 11$, $E_2 = 8 \text{ MeV}$ для $\alpha_{\text{мін}} = (1.5 - 3) \cdot 10^{-8}$ при $N_\gamma \leq (1-2) \cdot 10^4 \text{с}^{-1}$.

5. Виміри інтенсивностей ВЗОАЗ і активів поділу

Представництво методу визначається максимальною кількістю проби, яка ставиться на експозицію в детектор для опромінення нейтронами. Ця кількість залежить від максимальної товщини $P_{\text{макс}}$ проби і її максимальної площі $S_{\text{макс}}$. Максимальна товщина обмежена екрануванням передніми шарами проби (по відношенню до падаючого потоку) наступних. Максимальну товщину проби визначимо з умови

$$\sum_j n_j \sigma_{ij} \leq 1, \quad (7)$$

де n_j і σ_{ij} - товщина і повні перерізи взаємодії нейтронів з елементами проби відповідно. Із співвідношення (7) визначається максимальна товщина $P_{0\max}$ матриці проби, яка для вказаного раніше складу матриці проби рівна 10.5 г/см^2 . Основний внесок у суму (7) обумовлений розсіянням нейтронів, а ймовірність захвату складає для максимальної товщини 5.64% .

Максимальна площа зразка визначається розмірами каналу для проходження пучка. Для нашого детектора це відповідає площі біля 16 см^2 . Тоді максимальна маса проби буде $P_{\max} = P_{0\max} S_{\max} = 170 \text{ г}$. Для мінімального значення $\alpha_{\min} = (1.5 - 3) \cdot 10^{-8}$ концентрації РД і максимальної маси проби 170 г мінімальна абсолютна кількість РД, яка може бути зареєстрована, складає

$$P_{f\min} = \alpha_{\min} P_{\max} = (2.5 - 5) \text{ мкг}. \quad (8)$$

Величина α_{\min} є основною характеристикою спектрометра, що визначає можливості аналізу. Із співвідношень (4) і (5) для граничних значень інтенсивності актів захвату $N_{\gamma\max}$ та поділу $S_{f\min} = n_c$ величина α_{\min} записується у вигляді

$$\alpha_{\min} = P_{f\min} / P_{\max} = n_c(k_f)q_{\gamma} / N_{\gamma\max}q_f\epsilon_f(k_f, E_1, E_2), \quad (9)$$

α_{\min} визначається параметрами установки - величиною власного фону $n_c(k)$ і допустимим рівнем інтенсивності $N_{\gamma\max}$ актів захвату, що залежить від швидкодії спектрометра (часова роздільна здатність τ).

Розглянемо можливі варіації граничних значень $P_{f\min}$ і $P_{f\max}$. Із співвідношення (9) випливає, що при зменшенні чи збільшенні однієї з мас необхідно відповідно змінювати і другу масу для того, щоб зберегти величину α_{\min} . В одних задачах бажано мати більшу масу проби, але при цьому погіршується абсолютна чутливість. І навпаки, у випадках аналізу з мінімально можливим вмістом РД необхідно зменшувати масу матриці, що погіршує представництво методу.

Мінімальна кількість РД, яку реєструє детектор, залежить також від максимально можливої густини нейтронного потоку. Визначене вище значення $P_{f\min} = (2.5 - 5) \text{ мкг}$ при максимальній масі проби 170 г відповідає густині потоку нейтронів n_0 , яку можна визначити із співвідношення (4) для $N_{\gamma} = N_{\gamma\max}$ і даного складу матриці. Ця величина $2.2 \cdot 10^4 \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$. Між іншим, для реактора ВВР-М НЦ "ІЯД" НАН України на виході пучка із біологічного захисту реактора інтенсивність теплових нейтронів складає близько $2 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$. Це означає, що в місці розташування детектора максимальна густина потоку дорівнює $n_{0\max} = 2 \cdot 10^9 (L_k/L_g)T_{si} = 2 \cdot 10^7 \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$. Тут $L_k = 3 \text{ м}$ і $L_g = 9 \text{ м}$ - відстані від зони реактора до виходу каналу з біологічного захисту та до детектора відповідно, $T_{si} = 0.1$ - коефіцієнт пропускання теплових нейтронів кремнієвим фільтром. Як видно, максимальна густина потоку майже на три порядки перевищує величину n_0 . Це означає, що при збереженні величини α_{\min} , максимальної інтенсивності $N_{\gamma\max}$ і інтенсивності актів поділу на рівні n_c мінімальну кількість РД, що реєструється, можна довести до $(2.5 - 5) \cdot 10^{-3} \text{ мкг}$ з відповідним зменшенням маси матриці до 0.17 г .

Для перевірки проведених розрахунків на створеному спектрометрі було проведено виміри інтенсивності $S_c^e(k_f)$ фону ВЗОАЗ і актів поділу $S_f^e(k_f)$. Як зразок, що імітує ґрунт, використовувався монокристал кремнію товщиною 24.5 г/см^2 і площею 5 см^2 (маса $P_{si} = 72.5 \text{ г}$). Інтенсивність нейтронного потоку підбиралась за допомогою фільтрів із свинцю таким

чином, щоб забезпечити інтенсивність актів захвату N_γ у зразку на рівні $2 \cdot 10^4 \text{ c}^{-1}$ (граничне значення, яке витікає з результатів розрахунку). Результати вимірів інтенсивності $S_c^e(k_f)$ залежно від граничного значення k_f кратності збігів наведено в табл. 7. Тут же наведено результати порівняння інтенсивностей $S_c^e(k_f)$, $S_c(k_f)$ і власного фону $n_c(k_f)$.

Таблиця 7. Експериментальні спектри $S_c^e(k_f)$ і $S_f^e(k_f)$ для зразків з кремнію і природного урану (в одиницях 10^{-3} c^{-1})

Граничне значення k_f	8	9	10	11	12
S_c^e	320 ± 3	48.4 ± 2.2	10.11 ± 0.5	2.03 ± 0.17	0.79 ± 0.096
$(S_c^e - n_c)/n_c$	7.21 ± 0.49	1.82 ± 0.18	0.53 ± 0.11	-0.077 ± 0.097	-0.17 ± 0.14
$S_c/(S_c^e - n_c)$	1.73 ± 0.08	2.7 ± 0.2	3.3 ± 0.6		
S_f^e	12201 ± 302	4166 ± 119	1301 ± 38	398 ± 24	150 ± 8
$(S_f^e - n_c)/n_c$	98.5 ± 2.5	34.1 ± 1.0	10.7 ± 0.3	3.26 ± 0.20	1.23 ± 0.07
$S_f/(S_f^e - n_c)$	1.31 ± 0.19	2.07 ± 0.51	2.61 ± 1.1	2.32 ± 1.25	1.22 ± 0.88

Як видно з таблиці, різниця $S_c^e(k_f)$ і $n_c(k_f)$ при збільшенні k_f зменшується і в межах похибок, що дорівнюють приблизно 10 % від рівня власного фону, вплив ВЗОАЗ не спостерігається. Це також вказує на те, що в межах вказаних похибок у даних областях k_f відсутня реєстрація й одиничних актів захвату, що могло б бути при наявності у вихідному спектрі $I_\gamma(v)$ каскадів з аномально великою множинністю v .

У цій же таблиці наведено порівняння $S_c^e(k_f)$ зі спектром $S_c(k_f)$, що отримано за наведеним вище розрахунком (див. табл. 6) при тому ж значенні інтенсивності $N_\gamma = 2 \cdot 10^4 \text{ c}^{-1}$. Розбіжність розрахованих і експериментальних спектрів лежить у межах 1.7 - 3.3, що говорить про якісне узгодження цих спектрів і коректність розрахунків. Більше значення S_c порівняно з експериментальним спектром можливо пов'язано з тим, що в розрахунках використовується весь спектр елементів ґрунту, у деяких з них є каскади гамма-променів з більшим значенням v , ніж у кремнію.

Виміри інтенсивності актів поділу було проведено із зразком природного урану масою 34.6 мг, що містить у собі $P_f^e = 242.2 \text{ мкг } ^{235}\text{U}$. Виміри із зразком урану проведено в тому ж потоці, що і зразок кремнію, в якому утворюється інтенсивність N_γ актів захвату $2 \cdot 10^4 \text{ c}^{-1}$. Для порівняння розрахункового спектра $S_f(k_f)$ з вимірним спектром $S_f^e(k_f)$ було узгоджено параметри концентрації РД, q_γ і q_f . Для цього значення $S_f^e(k_f) - n_c(k_f)$ ділились на коефіцієнт ϕ , що визначається згідно з (6) як

$$\phi = (\alpha^e q_f^e / q_\gamma^e) / (\alpha q_f / q_\gamma), \quad (10)$$

де $\alpha = 3 \cdot 10^{-8}$, $q_f = 3.12$, $q_\gamma = 5.36 \cdot 10^{-3}$ - параметри розрахованих спектрів, $\alpha^e = P_f^e P_{si}^{-1}$, $q_f^e = 2.48$, $q_\gamma^e = 3.86 \cdot 10^{-3}$ - параметри експериментальних спектрів. Тут $q_\gamma^e = \sigma_{\gamma si} A_{si}^{-1}$ ($\sigma_{\gamma si}$ і A_{si} - переріз захвату і атомна маса кремнію). Порівняння розрахункового спектра S_f з вимірним $S_f^e(k_f) - n_c(k_f)$ показує, що розраховані величини в (1.3 - 2.6) разів більші, ніж експериментальні. Це можна пояснити невизначеностями у величинах ϵ_f , що використовуються для розрахунків $S_f(k_f)$.

Визначимо чутливість методу на основі вимірів. В області $k_f = 11$, де згідно з результатами розрахунків і експерименту практично відсутній вплив захвату в матриці, величина інтенсивності поділу $S_f^e = 0.398 \text{ c}^{-1}$. Тоді інтенсивність поділу на рівні інтенсивності власного фону $n_c = 2.2 \cdot 10^{-3} \text{ c}^{-1}$ буде створюватися при опроміненні нейтронним потоком, що викликає в матриці кремнію інтенсивність актів захвату на рівні $N_\gamma = 2 \cdot 10^4 \text{ c}^{-1}$, кількістю ^{235}U ,

яка визначається як $P_f^e n_c / S_f^e (k_f = 11)$, що дає 1.34 мкг. Ця величина добре узгоджується з оцінкою чутливості, як відношення отриманої кількості ^{235}U 1.34 мкг до маси матриці кремнію 72.5 г: $\alpha_{\text{мін}} = 1.85 \cdot 10^{-8}$, що добре узгоджується з розрахованими значеннями $(1.5 - 3) \cdot 10^{-8}$.

Таким чином, експериментальні спектри S_f^e , S_c^e і $\alpha_{\text{мін}}$ досить добре узгоджуються з відповідними розрахунковими величинами, що доводить коректність проведеного моделювання процесів у багатосекційному детекторі.

Висновок

Проведені розрахунки та експериментальні дослідження показали можливість застосування методу спектрометрії множинності для кількісного аналізу подільних речовин. Для аналізу використовувався вимушений поділ досліджуваних ядер під дією теплових нейтронів реактора. Розрахунки показали, що при реєстрації поділу спектрометром в області великих кратностей збігів і в диференціальному режимі по енергії, що виділяється в детекторі, вдається досягти малої величини власного фону детектора (біля 10^{-3} c^{-1}). Величини мінімальної масової концентрації подільних речовин очікуються на рівні $(1.5 - 3) \cdot 10^{-8}$ при максимальній масі матриці приблизно 170 г. Результати розрахунків підтверджуються попередніми вимірами фону з використанням зразка із кремнію та процесу поділу при опроміненні нейтронами зразка із урану.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Мурадян Г.В., Щепкин Ю.Г., Адамчук Ю.В., Устуров Г.И. Исследование нейтронных сечений и квантовых характеристик ядерных уровней на основе спектрометрии множественности излучения возбужденных ядер. - М., 1976. - 31 с. - (Препр. / ИАЭ им. И.В. Курчатова; 2634).
2. Muradyan G.V., Adamchuk Y.V., Shepkin Y.G., Voskanyan M.A. Multiplicity Spectrometer for Measuring Neutron Cross Sections // Nucl. Sci. and Eng. - 1985. - Vol. 90, No. 1. - P. 60 - 74.
3. Мурадян Г.В., Адамчук Ю.В., Щепкин Ю.Г., Восканян М.А. Измерение нейтронных сечений и величины α с высокой точностью методом спектрометрии множественности. - М., 1983. - 45 с. - (Препр. / ИАЭ им. И.В. Курчатова; 3769/1).
4. Мурадян Г.В., Адамчук Ю.В., Щепкин Ю.Г., Восканян М.А. Спектрометр множественности для измерения нейтронных сечений. - М., 1983. - 35 с. - (Там же; 3807/14).
5. Грошев Л.В., Демидов А.М., Луценко В.Н., Пелехов В.Н. Атлас спектров γ -лучей радиационного захвата тепловых нейтронов. - М.: Изд-во Гл. упр. по использованию атомной энергии, 1958.
6. Бартоломью Г.А., Довейка А., Иствед К.М. и др. Ядерные данные. - М.: Атомиздат, 1969.
7. Горбачев В.М., Замятнин Ю.С., Лобов А.А. Взаимодействие излучений с ядрами тяжелых элементов и деление ядер. - М.: Атомиздат, 1976.
8. Адамчук Ю.В., Мурадян Г.В., Симонов П.Ю., Щепкин Ю.Г. Измерение значения α на резонансах U-235 // АЭ. - 1984. - Т. 57, вып.4. - С. 251 - 257.
9. Адамчук Ю.В., Восканян М.А., Мурадян Г.В., Щепкин Ю.Г. Измерение значения α на резонансах Pu-239 // АЭ. - 1986. - Т. 61, вып. 3. - С. 199 - 206.
10. Вертебний В.П., Власов М.Ф., Колотий В.В. Порівняння властивостей деяких монокристалічних та полікристалічних фільтрів повільних нейтронів // УФТК. - 1974. - Т. XIX, вип. 3. - С. 510 - 512.
11. Таблицы физических величин: Справ. - М.: Атомиздат, 1976.

ВОЗМОЖНОСТЬ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ СПЕКТРОМЕТРА МНОЖЕСТВЕННОСТИ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ СОДЕРЖАНИЯ ДЕЛЯЩИХСЯ ЯДЕР

Ю. Г. Щепкин, В. И. Слисенко, Е. О. Павленко, П. И. Булан,
В. С. Прокопенко, Ю. С. Стрюк, Т. А. Костюк

Показана возможность использования спектрометра множественности для определения количества делящихся ядер активным неразрушающим методом путем облучения исследуемой пробы тепловыми нейтронами реактора. Расчетные значения минимальной относительной массовой концентрации делящегося вещества и номинальной массы матрицы пробы составляют приблизительно $3 \cdot 10^{-8}$ и 170 г соответственно. Результаты расчетов подтверждаются предыдущими измерениями при облучении нейтронами образцов природного урана и кремния.

THE POSSIBILITY OF USING THE MULTIPLICITY SPECTROMETER FOR DETERMINATION OF FISSIONABLE NUCLEI CONTENT

YU. G. Shchepkin, V. I. Slisenko, YE. A. Pavlenko, P. I. Bulan,
V. S. Prokopenko, YU. S. Stryuk, T. A. Kostyuk

The possibility of using the multiplicity spectrometer for determination of fissionable nuclei content by means of active and indestructible method when research sample is irradiated by thermal neutrons from reactor are presented. The calculated vales of the minimum relative weight concentration of the fissionable nuclei and maximum weight of the research sample matrix equal $3 \cdot 10^{-8}$ and 170 g correspondingly. The results of the calculations are confirmed by preliminary of measurements when the natural uranium and silicon are irradiated by neutrons.