

**МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ  
ОДЕСЬКИЙ ДЕРЖАВНИЙ ЕКОЛОГІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ**

Факультет природоохоронний  
Кафедра загальної та теоретичної фізики

**Кваліфікаційна робота бакалавра**

на тему: Симуляційні методи радіодозиметричного контролю матеріалів, які містять радіаційно активні домішки

Виконав студент 4 року навчання  
групи ТЗ-19і  
спеціальності 183 «Технології  
захисту навколишнього  
середовища»  
Семенов Михайло Ігорович

Керівник к.ф-м. н., ст.викл.  
Співак Андрій Ярославович  
Рецензент д.ф-м. н., професор  
Ковальчук Володимир  
Володимирович

Одеса 2022

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ  
ОДЕСЬКИЙ ДЕРЖАВНИЙ ЕКОЛОГІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ

Факультет природоохоронний  
Кафедра загальної та теоретичної фізики  
Рівень вищої освіти бакалавр  
Спеціальність 183 «Технології захисту навколишнього середовища»  
(шифр і назва)  
Освітня програма Технології захисту навколишнього середовища  
(назва)

**ЗАТВЕРДЖУЮ**  
**Завідувач кафедри загальної**  
**та теоретичної фізики**  
**професор Герасимов О.І.**

“02”\_березня\_2022\_року

**З А В Д А Н Н Я**  
**НА КВАЛІФІКАЦІЙНУ РОБОТУ БАКАЛАВРА**

студенту Семенову Михайлу Ігоревичу  
(прізвище, ім'я, по батькові)

1. Тема роботи Симуляційні методи радіодозиметричного контролю матеріалів, які містять радіаційно активні домішки

керівник роботи Співак Андрій Ярославович к.ф-м.н., ст.викл.  
( прізвище, ім'я, по батькові, науковий ступінь, вчене звання)

затверджені наказом закладу вищої освіти від “\_21\_” грудня 2021 року  
№\_267 – «С»\_

2. Строк подання студентом роботи 14.06.2021

3. Вихідні дані до роботи \_\_\_\_\_

4. Зміст розрахунково-пояснювальної записки (перелік питань, які потрібно розробити) :

- зробити огляд літератури з питань методів реєстрації іонізуючих випромінювань, а також методів моделювання;
- дослідити за допомогою чисельного моделювання методом Монте-Карло зміну можливих результатів вимірів радіоактивності, як за наявності так і за відсутності домішок із переважаючими значеннями забруднення радіонуклідами у порівнянні із активністю проби;
- запропонувати рекомендації щодо виявлення радіаційно активних домішок у продукції що підлягає контролю.

## 5. Перелік графічного матеріалу (з точним зазначенням обов'язкових креслень):

Рис.1.1 - Типова вольт-амперна характеристика газорозрядного лічильника.  
 Рис.1.2 - Схема сцинтиляційного методу реєстрації іонізуючого випромінювання. Рис. 1.3 - Типове розташування компонентів у твердотільному детекторі. Рис.2.1 - Ідеальний фотонний спектр. Рис.2.2 – Елементи моноенергетичного гамма-спектру. Рис.2.3 – Схема розташування точкової проби на осі циліндричного детектора. Табл.2.1 – Порівняння розрахункових та експериментальних значень ПШПВ на характерних лініях гама-спектру ізотопів Eu-152 та Co-60. Табл.2.2 – Порівняння розрахункових та експериментальних значень ПШПВ в залежності від номеру енергетичного каналу. Табл.3.1 – Порівняння результатів моделювання активності проби із сильно активною домішкою та без неї.

## 6. Консультанти розділів роботи

| Розділ | Прізвище, ініціали та посада<br>Консультанта | Підпис, дата      |                     |
|--------|--|-------------------|---------------------|
|        |  | завдання<br>видав | завдання<br>прийняв |
|        | Немає  |                   |                     |
|        |  |                   |                     |
|        |  |                   |                     |
|        |  |                   |                     |

7. Дата видачі завдання \_\_\_\_\_ 02.03.2022\_р. \_\_\_\_\_

**КАЛЕНДАРНИЙ ПЛАН**

| №<br>з/п | Назва етапів кваліфікаційної роботи   | Термін<br>виконання<br>етапів<br>роботи | Оцінка виконання<br>етапу |                             |
|----------|---|---|---------------------------|-----------------------------|
|          |   |   | у %                       | за 4-х<br>бальною<br>шкалою |
| <b>1</b> | Огляд базових літературних джерел за темою дипломного проекту   | 02.03.22.-<br>20.03.22                  | 70                        | 3<br>задов.                 |
| <b>2</b> | Узагальнення основних теоретичних положень проекту  | 16.05.-<br>22.05.22                     | 70                        | 3<br>задов.                 |
| <b>3</b> | Рубіжна атестація   | 23-<br>27.05.22р                        | 70                        | 3<br>задов.                 |
| <b>4</b> | Узагальнення отриманих результатів. Оформлення електронної версії роботи. Перевірка на плагіат. Складання протоколу та авторського договору | 28.05-<br>31.05.22<br>01.06.21          | 70                        | 3<br>задов.                 |

|          |   |                      |    |             |
|----------|---|----------------------|----|-------------|
| <b>5</b> | Підготовка паперової версії і презентаційного матеріалу до процедури предзахисту. Внесення коректив. Рецензування роботи. Підготовка до публічного захисту. | 02.06-<br>15.06.2022 | 70 | 3<br>задов. |
|          | <b>Інтегральна оцінка виконання етапів календарного плану (як середня по етапам)</b>  |                      | 70 | 3<br>задов. |

Студент \_\_\_\_\_ Семенов М.І.  
(підпис) (прізвище та ініціали)

Керівник роботи \_\_\_\_\_ Співак А.Я.  
(підпис) (прізвище та ініціали)

## АНОТАЦІЯ

### Семенов М.І. «Симуляційні методи радіодозиметричного контролю матеріалів, які містять радіаційно активні домішки»

**Актуальність теми.** У зв'язку із теоретичною можливістю потрапляння до проб із більш-менш однорідною радіоактивністю (наприклад, у межах дозволених рівнів) таких домішок, що мають значно більший рівень забрудненості радіонуклідами, виникає необхідність розвитку відповідних методів контролю наявності таких випадків.

**Мета дослідження** – дослідити за допомогою чисельного моделювання методом Монте-Карло зміну можливих результатів вимірів радіоактивності, як за наявності так і за відсутності зазначених вище домішок.

**Об'єкт дослідження** – сипкі (гранульовані) матеріали які потребують радіаційного контролю (зерно, будівельні матеріали, тощо).

**Предмет дослідження** – методи і алгоритми моделювання контролю радіаційно активних матеріалів.

Робота містить:

Сторінок – 50

Кількість формул – 10

Кількість рисунків – 6

Таблиць – 3

Літературних посилань – 15

**Ключові слова:** радіометрія, дозиметрія, спектрометрія, методи вимірювання іонізуючого випромінювання, геометричний фактор, ефективність реєстрації, метод Монте-Карло

## ЗМІСТ

|   |    |
|---|----|
| ВСТУП.....  | 7  |
| 1 ТИПИ ДЕТЕКТОРІВ.....  | 8  |
| 1.1 Газонаповнені детектори.....  | 8  |
| 1.2 Сцинтиляційні детектори.....  | 9  |
| 1.3 Твердотілі детектори.....   | 11 |
| 2 ХАРАКТЕРИСТИКИ РЕЄСТРУЄМИХ СПЕКТРІВ.....  | 13 |
| 2.1 Загальний відгук детекторів.....  | 13 |
| 2.2 Спектральні характеристики .....  | 16 |
| 2.3 Роздільна здатність детектора.....  | 18 |
| 2.4 Вибір детектора.....  | 19 |
| 2.5 Виміри роздільної здатності детектора.....  | 21 |
| 2.6 Визначення ширини піку за допомогою візуальної оцінки<br>зображення на дисплеї МКА.....                     | 23 |
| 2.7 Поправки на накладення імпульсів і прорахунки<br>.....  | 24 |
| 2.8 Абсолютна ефективність реєстрації піку повного поглинання<br>.....  | 26 |
| 2.9 Власна ефективність реєстрації піку повного поглинання<br>енергії.....                                      | 27 |
| 3 ОСНОВНІ ПАРАМЕТРИ КОЕФІЦІЄНТА ПОПРАВКИ НА<br>САМОСЛАБЛЕННЯ.....   | 30 |
| 3.1 Одновимірна модель.....   | 31 |
| 3.2 Двовимірна модель.....  | 32 |
| 3.3 Тривимірна модель.....  | 33 |
| 3.4 Точність визначення коефіцієнта поправки на самоослаблення та<br>повної скоригованої швидкості рахунку..... | 34 |
| 3.5 Фактори, визначаючі необхідну кількість стандартних<br>зразків.....   | 35 |
| 3.6 Методи запровадження поправок. Загальні зауваження.....   | 37 |
| 3.7 Методи запровадження поправки на накладення. Електроніка .....  | 38 |
| 3.8 Введення поправок на мертвий час та накладання імпульсів за<br>допомогою генератора імпульсів.....          | 39 |
| 3.9 Метод зразкового джерела для введення поправок на мертвий час та<br>накладання.....                         | 42 |
| 4 СИМУЛЯЦІЯ РАДІАЦІЙНИХ ВИМІРЮВАНЬ ТА ЇХ РЕЗУЛЬТАТИ.....  | 42 |
| 4.1 Використання програмного комплексу «GammaLab».....  | 42 |
| 4.2 Використання методу Монте-Карло та результати<br>симуляцій.....   | 44 |
| ВИСНОВКИ.....   | 48 |
| ПЕРЕЛІК ПОСИЛАНЬ.....   | 49 |

## ВСТУП

Уявимо собі, що до проб із більш-менш однорідним розподілом радіоактивності (наприклад, у межах дозволених рівнів) раптово потрапила домішка, що має значно більший рівень забрудненості радіонуклідами. Отже, за таких обставин, виникає необхідність розвитку відповідних методів контролю наявності таких випадків.

Головним завданням моєї роботи є показати за допомогою чисельного моделювання методом Монте-Карло можливість зміни результатів вимірів радіоактивності, для випадку появи у пробі значно активніших домішок.

Насамперед, у якості типових проб де можливий такий сценарій подій, розглядаються сипкі (гранульовані) матеріали які потребують радіаційного контролю (зерно, будівельні матеріали, тощо).

Для досягнення поставленого завдання, планується використати напрацювання кафедри загальної та теоретичної фізики у галузі моделювання контролю радіаційно активних матеріалів.

## 1 ТИПИ ДЕТЕКТОРІВ

### 1.1 Газонаповнені детектори

Газонаповнені детектори (газові лічильники) складаються із чутливого обсягу газу між двома електродами. У більшості конструкцій зовнішній електрод являє собою циліндричну стінку судини, наповненого газом під тиском, а внутрішній (позитивний) електрод - тонкий провід, розташований в центрі по осі циліндра. Газонаповнені детектори (лічильники) завдяки хорошій чутливості до випромінювань різних видів, відносної простоти та дешевизни є широко поширеними приладами реєстрації випромінювань. Такий детектор являє собою наповнену газом оболонку, обсяг якої введені два або три електроди.

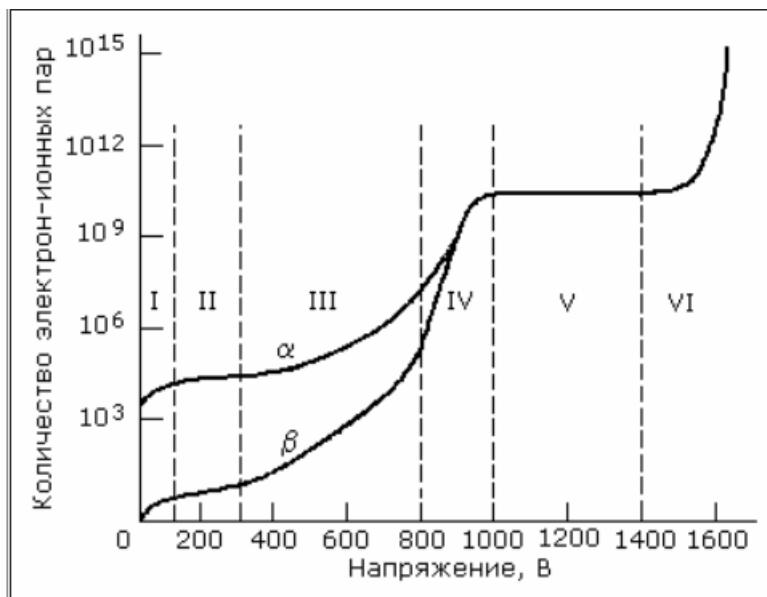


Рис.1.1 - Типова вольт-амперна характеристика газорозрядного лічильника.

На мал. показані залежності кількості електрон-іонних пар, що реєструються, від прикладеної напруги для альфа і бета-частинок. Крива для альфа-частинок лежить вище за криву для бета-частинок, т.к. альфа-частинки створюють більшу початкову іонізацію, ніж бета-частинки. Альфа-частинки утворюють більше електрон-іонних пар, тому що мають набагато більшу масу, ніж бета-частинки.



Кожну криву можна розділити характерні області. В області I відбуваються два конкуруючі процеси: збирання зарядів на електродах і рекомбінація іонів у газовому обсязі. При збільшенні поля швидкість іонів збільшується, що зменшує можливість рекомбінації, зростає кількість зібраних зарядів і, відповідно, амплітуда сигналів. Ця область називається областю рекомбінації та для детектування не використовується.

## 1.2 Сцинтиляційні детектори

Сцинтиляційні детектори – це одна з різновидів вимірювальної апаратури, призначеної для реєстрації елементарних частинок. Їх особливістю є те, що зчитування відбувається за рахунок використання світлочутливих систем. Вперше дані прилади були використані в 1944 р. для вимірювання випромінювання урану. Існує кілька різновидів детекторів в залежності від типу робочого агента.

Призначення. Сцинтиляційні детектори широко використовуються в наступних цілях:

1. реєстрація радіаційних забруднень навколишнього середовища;
2. аналіз радіоактивних матеріалів та інші фізико-хімічні дослідження;
3. застосування в якості елемента для запуску більш складних детекторних систем;
4. спектрометричні дослідження речовин;
5. сигналізує компонент у системах радіаційного захисту (наприклад, дозиметрична апаратура, призначена для оповіщення про входження морського судна в зону радіоактивного зараження). Лічильники можуть виробляти якісну реєстрацію випромінювання, так і вимірювати величину його енергії.

Для реєстрації гамма-квантів та їх енергій використовується безліч різних типів детекторів. У НРА зазвичай необхідно вимірювати не тільки кількість випромінювання, що виходить із зразка, але також його енергетичний спектр. Таким чином, найбільш застосовуваними детекторами для цілей НРА є

детектори, вихідний сигнал яких пропорційний енергії, втраченої гамма-квантом у чутливому об'ємі детектора.

Коли гамма-кванти взаємодіють з матеріалом сцинтилятора, виникають іонізовані (збуджені) атоми в матеріалі сцинтилятора, які потім переходять у стан з нижчою енергією і випускають фотони світла. У чистому неорганічному кристалі сцинтилятора повернення атома в стан з нижчою енергією з випромінюванням фотона є малоефективним процесом. Крім того, фотони зазвичай володіють занадто високою енергією по відношенню до діапазону довжин хвиль, до яких чутливий ФЕУ. З метою збільшення випромінювання видимих фотонів до всіх сцинтиляторів додаються невеликі кількості домішок (званих активаторами). Фотони, що виникають при знятті збудження, проходячи крізь ці домішки додаються до фотони, які можуть активувати ФЕУ. Одним з важливих засобів люмінесценції через домішки активатора є те, що об'єм кристала сцинтилятора стає прозорим для сцинтиляційного світла. Типічним прикладом активованого сцинтилятора, що зустрічається в гамма-вимірах, є легований талієм йодид натрію  $\text{NaI(Tl)}$ .

Сцинтиляційне світло випромінюється ізотропно, тому для мінімізації втрат світла сцинтилятор зазвичай оточується матеріалом (таким, як  $\text{MgO}$ ) і потім оптично з'єднується з фотокатодом ФЕУ (див. мал.1). Фотони сцинтиляції потрапляють на фотокатод і вивільняють електрони за допомогою фотоелектричного ефекту. Ці фотоелектрони потім прискорюються сильним електричним полем у ФЕУ. У міру того як фотоелектрони прискорюються, вони стикаються з електродами в трубці (діодами, що називаються), вивільняючи додаткові електрони. Потім цей зрісий потік електронів знову прискорюється до зіткнення з наступними електродами, викликаючи сильне помноження (з коефіцієнтом 10 і більше) електронного потоку від його первісного значення на поверхні фотокатода. Нарешті, посилений зарядовий пульс прибуває на вихідний електрод (анод) трубки. Амплітуда цього імпульсу пропорційна початковій кількості заряду, звільненого на фотокатоді ФЕУ.



Рис.1.2 - Схема сцинтиляційного методу реєстрації іонізуючого випромінювання.

Місце розташування компонентів в детекторі симуляції. Часто аналогічний контакт з інтилятора з трубкою фотопомножувача здійснюється через порадипровід. Розташування диодів утворюємо слідчі каскади електронів через об'єм трубки. Остаточний зарядовий імпульс збирається на аноді і зазвичай передається на підсилювач для перетворення на імпульс напруги.

Крім того, згідно з природою фотоелектричного ефекту, первісне число фотоелектронів, звільнених на фотокатоді, пропорційно кількості світла, що падає на трубку фотопомножувача, що в свою чергу, пропорційно кількості енергії, втраченої в сітеляторі гамма-квантом (у припущенні відсутності втрат ). Таким чином утворюється вихідний сигнал, пропорційний енергії, за втраченою гамма-квантом в сцинтилюючому середовищі. Однак, як обговорювалося вище, вимірний енергетичний спектр (навіть для моноенергетичного потоку фотонів) змінюється внаслідок впливу на нього фотоелектричного ефекту, комптонівського ефекту та різних явищ розсіювання в сцинтилюючому середовищі, а також у результаті статистичних флуктуацій, пов'язаних з усіма цими процесами.

### 1.3 Твердотільні детектори

У твердотільних детекторах заряд, утворений при взаємодії фокнів, збирається безпосередньо в детекторі. Дозвіл по енергії гамма-випромінювання цих детекторів істотно кращий, ніж сцинтиляційних

детекторів, що дозволяє вимірювати більш тонкі спектральні характеристики та використовувати їх для оцінок спеціальних ядерних матеріалів (СЯМ). Типова схема твердотільних детекторів показано на мал. 3. Чутливий обсяг являє собою електронно-кондиціоновану область (відому як збіднена)



Рис. 1.3. Типове розташування компонентів у твердотільному детекторі.

Кристал являє собою зворотно-зміщений p-p перехід, який проводить заряд при утворенні іонізації в чутливій ділянці. Зазвичай сигнал подається на потоки з нарядно-чутливим підсилювачем для перетворення в імпульс напруги.

## 2 ХАРАКТЕРИСТИКИ РЕЄСТРУЄМИХ СПЕКТРІВ

У гамма-спектрометрії детектори утворюють вихідні імпульси, амплітуди яких пропорціональні енергії втраченої в детектуючому середовищі падаючими фотонами. Основним інструментом для виконання цього завдання є багатоканальний аналізатор (МКА). Кінцевим результатом багатоканального аналізу є гістограма (спектр) зареєстрованих вихідних імпульсів, відсортованих за амплітудою. Спектр амплітуд імпульсів є безпосереднім відображенням енергетичного спектра взаємодій гамма-квантів у детектуючому середовищі і становить спектрометричну інформацію, що використовується в НРА.

### 2.1 Загальний відгук детектора

Незалежно від типу використовуваного детектора, виміряні спектри мають багато спільних характеристик. Розглянемо спектр моноенергетичного джерела гамма-випромінювання з енергією  $E$ , представлений на мал. 4(а). Гамма-кванти виникають у ядерних переходах, що супроводжуються специфічними змінами енергії. Ці значення енергії відчувають незначні флуктуації внаслідок двох ефектів: 1 - квантових невизначеностей в енергіях переходів (так звана невизначеність Гейзенберга) і 2 - ефектів віддачі при випромінюванні фотонів гамма-випромінювання. Ці невизначеності є кінцевими, проте вони незначні в порівнянні з іншими ефектами енергетичного розширення спектра, що обговорюються нижче, і тому не показані на малюнку. Таким чином, "ідеальний" спектр моноенергетичного гамма вивчення від ядра, що вільно розпадається, по суті, являє собою гостру лінію при енергії  $E_0$ .

Оскільки гамма-кванти, що реєструються, зазвичай виходять не з вільного ядра, а випускаються ядерним матеріалом, частина з них піддається розсіюванню перед тим, як вони покинуть радіоактивний зразок. В результаті

цього розсіяння фотони, що піддалися йому, знаходять енергію трохи меншу, ніж  $E_0$ , а енергетичний спектр фотонів, випущених зі зразка матеріалу, злегка розширений в енергетичній області нижче  $E_0$ , як показано на мал. 4 (б). Величина цього розширення зовсім невелика в порівнянні з іншими ефектами, що розглядаються нижче, і перебільшена на мал. 4 (б), щоб привернути увагу до її існування. Слід також зазначити, що деякі гамма-кванти, залишивши зразок, будуть розсіяні зовнішніми матеріалами перед тим, як вони потраплять у детектор, і цей ефект може проявитися в остаточному енергетичному спектрі.



Рис. 2.1. Ідеальний фотонний спектр:

- а- утворений вільним ядром;
- б- випущений матеріалом зразка;
- в- утворений в результаті взаємодії у детектуючому середовищі

Коли гамма-квант потрапляє в детектуюче середовище, він передає частину чи всю свою енергію атомному електрону, вивільняючи електрон із його атомної оболонки. Зазвичай цей звільнений електрон потім передає

свою кінетичну енергію в серії зіткнень у детектуючому середовищі іншим атомним електронам.

Кількість енергії, необхідної для утворення пари електрон-іон в детектуючому середовищі, визначає повний заряд, який утворює вихідний імпульс.

У фотоелектричній взаємодії вся енергія падаючого фотона передається фотоелектрону, який згодом викликає множинні іонізації доти, доки його енергія не вичерпається. Отже, кількість заряду, утвореного внаслідок події цього типу, пропорційна фактичній енергії фотона. У процесі комптонівського розсіювання падає фотон передає іонізаційному електрону лише частину своєї енергії. Згодом цей електрон викликає іонізації доти, доки його енергія не витратиться. Кількість заряду, утвореного в результаті події цього типу, пропорційно частці енергії, спочатку втраченої падає фотон, але не містить корисної інформації щодо його фактичної енергії. Події багаторазового комптонівського розсіювання для одного фотона можуть призвести до утворення заряду, кількість якого близька до повної енергії вихідного фотона. Однак сигнали, утворені в результаті комптонівського розсіювання, в основному представляють одну взаємодію розсіювання і нижче амплітуди, ніж сигнали повної енергії. Ідеалізований відгук детектора на фотоелектричну та комптонівську взаємодії в детектуючому середовищі.

Максимальна енергія, яка може бути залишена в середовищі детекту в результаті комптоновського розсіювання, відповідає розсіюванню фотона на кут  $180^\circ$ . Таким чином, імпульси детектора, утворені від комптонівського розсіювання, розподілені в області нижче цієї максимальної енергії ( $E_{\text{max}}$ ) і становлять джерело "фонових" імпульсів, які не містять корисної інформації про енергію фотона.

Пік повного поглинання значно розширено внаслідок статистичних флуктуацій кількості пар електрон-іон, утворених фотоелектроном. Такий

ефект робить основний внесок у ширину піку повного поглинання і, тим самим, є домінуючим фактором, що визначає енергетичний дозвіл детектора.

## 2.2 Спектральні характеристики

Більш реалістичне уявлення гамма-спектру, що утворило детектори від потоку моноенергетичних гамма-квантів, показано на Рис.2.2 Спектральні характеристики, відзначені літерами від А до Ж.

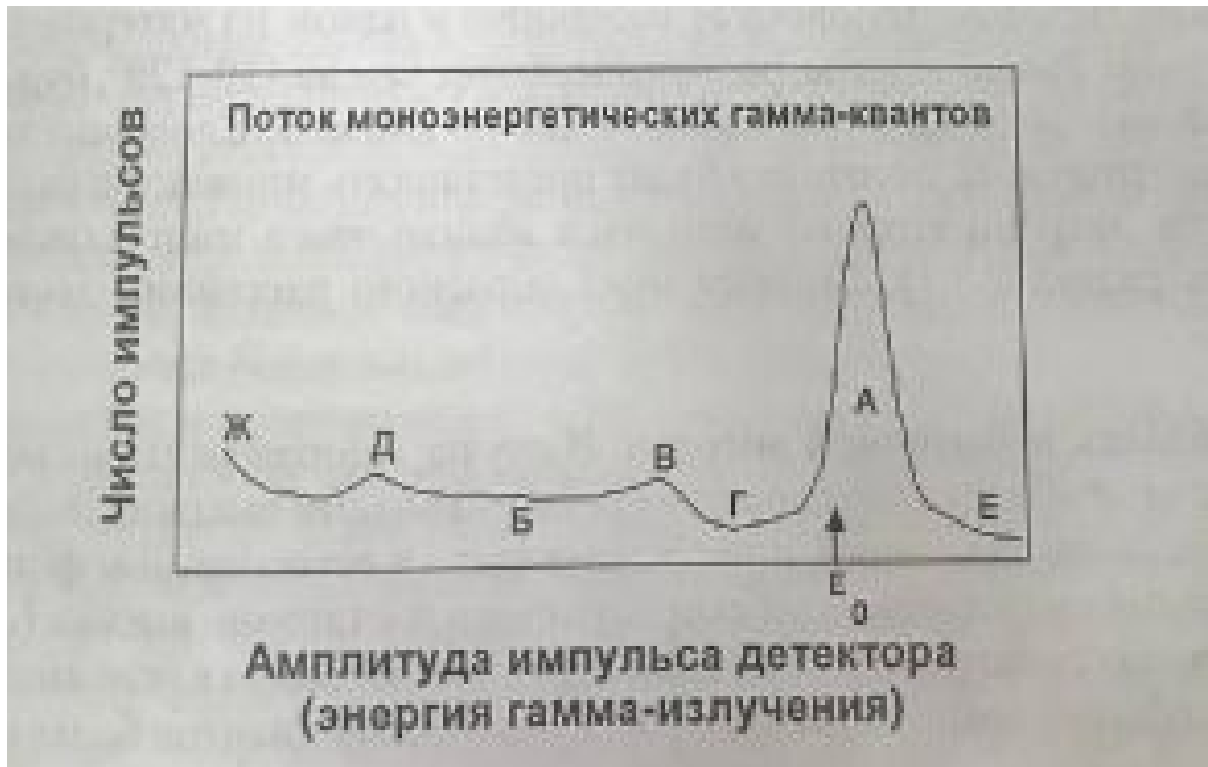


Рис.2.2 – Елементи моноенергетичного гамма-спектру.

**А. Пік повного поглинання (фотопик).** Цей пік поєднує імпульси деякого результату внаслідок фотоелектричних взаємодій з повною втратою жерсі в детектуючому середовищі. Деякі відліки виникають також у результаті тінкових або багаторазових подій комптонівського розсіювання, за якими слідує фотоелектричне поглинання. Ширина цього піку визначається, в основному, статистичними флуктуаціями величини заряду, утвореного цими



взаємодіями, а також вкладом від електроніки обробки імпульсів Центрo і піка відповідає енергії фотона  $E$ . Площа піка за винятком фону є повною кількістю взаємодій з повної втрати енергії.

**Б. Континуум комптонівського фону.** Ці імпульси, гладко розподілені до максимальної енергії  $E$ , утворюються в результаті взаємодій, що відбуваються тільки з частковою втратою енергії фотона в детекторі.

У складніших спектрах комптонівське розсіювання є основним джерелом фонових звітів під піками повного поглинання

**В. Комптонівський край.** Це частина спектру, яка відповідає максимуму падаючим фотонами у процесі комптонівського розсіювання при повній втраті енергії. Вона являє собою широкий асиметричний пік, що відповідає максимальній енергії  $E$ , яку фотон гамма-випромінювання з енергією  $E$ , може передати вільному електрону в одноразовій події розсіювання. Це відповідає "добовому" зіткненню між фотонами і електронами, в результаті якого електрон рухається вперед, а гамма-квант розсіюється назад на  $180^\circ$ . Енергія комптонівського краю визначається рівнянням.

**Г. "Комптонівська долина".** Для моноенергетичного джерела імпульси в цій галузі виникають або в результаті багаторазового комптонівського розсіювання, або в результаті взаємодій з повною втратою енергії фотона ми, які зазнали розсіювання на невеликі кути (у матеріалі джерела або в проміжних матеріалах) перед тим, як потрапити в детектор. Нерозсіяні фотони моноенергетичного джерела не можуть утворювати імпульси в цій галузі внаслідок одноразової взаємодії у детекторі. У складніших спектрах ця частина спектра може містити імпульси, утворені в результаті комптонівського розсіювання фотонів більш високих енергій.

**Д. Пік зворотного розсіювання.** Цей пік обумовлений гамма-квантами, які зазнали комптонівського розсіювання в одному з матеріалів, що оточують детектор. Гамма-кванти, розсіяні більш ніж на  $110-120^\circ$ , будуть мати однакові енергії в діапазоні від 200 до 250 кеВ. Отже, внесок від моноенергетичного джерела представлятиме безліч розсіяних гамма-квантів,

їх знаходяться поблизу цього мінімального значення Енергія піку зворотного розсіювання дається рівнянням

**Е. Область надлишкової енергії.** У разі моноенергетичного джерело події в цій галузі обумовлені гамма-квантами високих енергій і мюонами космічного випромінювання, що є у природному фоні, і подією накладання імпульсів, якщо швидкість рахунку досить висока. У більш складних спектрах відліки вище даного фотопіка в основному є події комптонівського розсіювання гамма-квантів більш високих енергій.

у більш складних спектрах відліки вище даного фотоніка в основному являють собою події комптонівського розселення гамма-квантів вищі.

**Ж. Підйом у сфері низьких енергій.** Ця характеристика спектру, дуже близька до області "нульової амплітуди імпульсу", виникає, як правило, від низькоамплітудного електронного шуму в системі, який приймається аналогічно низько амплітудним імпульсами детектора. Існує тенденція появи такого шуму при досить високій частоті проходження імпульсів і, таким чином, проявляється як явище високої швидкості рахунку. Електронний шум зазвичай відфільтровується електронним способом, так що цей ефект зазвичай не пригнічує спектр, що показується. У більш складних спектрах гамма-випромінювання, що містять багато різних енергій фотонів, риси комптонівського краю і піку зворотного розсіювання прагнуть "розмивання", залишаючи, в основному, піки повного поглинання на гладкому комптоновском фоні.

### 2.3 Роздільна здатність детектора

Енергетична роздільна здатність детектора - це міра його здатності розрізняти (дозволяти) два піки, які близькі один до одного по енергії. Параметром, який використовується для вказівки роздільної здатності детектора, є повна ширина фотопіка (піка повного поглинання) на половині його висоти FWHM (названа півшириною піку – прим. пров.).

Якщо припустити, що фотопік має стандартну форму розподілу Гауса, напівширина дається рівнянням:

$$FWHM = 2\sigma \ln 2 \quad (2.1)$$

де  $\sigma$  – параметр ширини розподілу Гауса.

Висока роздільна здатність (невелика півширина піку) не тільки полегшує індивідуальне визначення піків, що близько лежать, але також знижує невизначеність віднімання комптонівського континууму, оскільки воно займає меншу частину спектра в області піку. Чим складніший спектр гамма-випромінювання, тим бажаніше мати найкращий з можливих енергетичний дозвіл.

Існують як природні, так і технологічні обмеження того, наскільки точно система, що детектує, може зареєструвати енергію події реєстрації гамма-випромінювання. Природне обмеження точності визначення енергії виникає в основному через статистичні флуктуації, пов'язані з процесами утворення заряду в детекторі. Положення піків повного поглинання можуть бути спотворені такими електронними ефектами, як шум, накладання імпульсів, некоректне встановлення схеми "полюс-нуль" тощо. Ці електронні ефекти стали менш важливими з удосконаленням технології, але їх можливий вплив на дозвіл має враховуватись під час встановлення вимірювальної системи. Вплив електронних ефектів та навколишнього середовища.

## 2.4 Вибір детектора

НРА має різні цілі, що можуть диктувати вибір різних детекторів. Обговорення вибору детекторів з точки зору енергетичного розділення дано

в розділі 4. Додатковим фактором вибору є енергетичний діапазон гамма-випромінювання (або рентгенівського випромінювання), що розглядається з точки зору практичного застосування.

Взагалі основні аналізовані енергії фотонів в НРА ядерних матеріалів знаходяться в діапазоні від низької рентгенівської області (85-100 кеВ) до приблизно 400 кеВ. Винятками є щільнометрія ЛШ-краю в області енергій від 15 до 30 кеВ, вимірювання ізотопного складу плутонію в області від 400 до 1000 кеВ і рідкісні вимірювання активності дочірніх продуктів  $^{238}\text{U}$  в області від 6 до 1000 кеВ.

Першим і найважливішим параметром, який має бути розглянутий, є роздільна здатність детектора. Детектор з високою роздільною здатністю зазвичай дає більш точні результати аналізу, ніж детектор з низькою роздільною здатністю. Дозвіл германієвого детектора, як правило, знаходиться в діапазоні від 0,5 до 2,0 кеВ для енергій, що становлять інтерес для НРА, в той час як роздільна здатність детекторів NaI знаходиться в діапазоні від 20 до 60 кеВ. Легше точно визначити площу піку повного поглинання у складному спектрі, коли піки не перекриваються, а ймовірність перекриття менша для вузьких піків.

Другим параметром, який слід враховувати при виборі детектора, є його ефективність, що визначає очікувану швидкість рахунку, час вимірювання, необхідне досягнення заданої точності, і чутливість, яка може бути досягнута. Вартість конкретного типу детектора тим вище, що вища його ефективність, але задану ефективність у детекторі NaI низького дозволу дешевше отримати, ніж у германієвому детекторі високого дозволу. Існують вагомні причини використання менш дорогого детектора з меншим дозволом, якщо може забезпечити задовільні результати аналізу.

Повинні враховуватися й інші вимоги, такі як розміри детектора, вимоги до його охолодження та портативності, які іноді бувають домінуючими. Вибір відповідного детектора часто утруднений і може призвести до необхідності хворобливого компромісу між суперечливими вимогами. Після того, як вибір

зроблено, слід приділити особливу увагу підготовці для передбачуваного продавця повного переліку необхідних параметрів, щоб забезпечити отримання потрібного детектора.

## 2.5 Виміри розділення детектора

Важко переоцінити важливість забезпечення розділення та гарної форми піку для отримання правильних результатів НРА. Вузька крива Гауса, що використовується для опису форми піку, спрощує визначення площі та мінімізує можливість появи зміщення результатів аналізу.

Повна ширина піку на половині висоти (FWHM або FW0,5M) є основним заходом для вирішення піку. Вона зазвичай наводиться в одиницях енергії (кеВ) для детекторів високої роздільної здатності, або виражається у відсотках від вимірюваної енергії для детекторів низької роздільної здатності. Роздільна здатність, виміряна в одиницях енергії, зростає зі збільшенням енергії:

$$FWHM_2 \approx a + bE \quad (2.2)$$

Дозвіл, що вимірюється у відсотках, зменшується зі збільшенням енергії.

Більшість детекторів дають піки повного поглинання, які вище рівня половини висоти є фактично кривими Гауса. Відношення повної ширини на висотах нижче ніж половина максимуму до FWHM довго використовувалося для кількісного визначення якості форми піку повного поглинання. Для опису якості форми піку виробники вимірюють FWHM (або FW0,5M) та її відношення до повної ширини на одній десятій частині максимуму (FW0,1M); протягом багатьох років величина FW0,1M / FW0,5M менше 1,9 вважалася відповідною гарною формою піку. Тепер, коли потрібна найкраща форма піку, визначають відношення FW0,02M / FW0,5M.

У табл. 1 наведено теоретичні відносини для кривої Гауса та виміряні відносини для коаксіального германієвого детектора високої якості. Таблиця показує, що дійсна форма піку близька до ідеальної кривої Гауса.

Відносини на одній п'ятдесятій та одній сотій від максимуму піку слід вимірювати після віднімання фону.

Табл. 2.1 – Порівняння розрахункових та експериментальних значень ПШПВ на характерних лініях гама-спектру ізотопів Eu-152 та Co-60.

Таблица 5.3 — Теоретические и измеренные отношения разреше ний

|                | FW0,1M/FW0,5M | FW0,02M/FW0,5M | FW0,01M/FW0,5M |
|----------------|---------------|----------------|----------------|
| Функция Гаусса | 1,823         | 2,376          | 2,578          |
| 122,0 eV       | 1,829         | 2,388          | 2,599          |
|                | (1,003)*      | (1,005)*       | (1,008)*       |
| 1332,5 eV      | 1,856         | 2,428          | 2,640          |
|                | (1,018)*      | (1,022)*       | (1,024)*       |

Спектр імпульсів від детектора суцільний, незважаючи на те, що МКА або ОКА групує імпульси в енергетичних інтервалах. Передбачається, що всі події в інтервалі можуть бути енергією центру інтервалу. Коли функція Гауса підганяється до центральних точок цього інтервалу, параметр ширини  $\sigma$  виявляється трохи більшим, ніж параметр вихідного безперервного розподілу. Як пропонується в роботі ,дисперсія кривої Гауса та дійсна дисперсія співвідносяться як:

$$(\sigma_2)G = (\sigma_2)A + h_2 \sqrt{12} \quad (2.3)$$

$$(FWHM_2)G = (FWHM_2)A + 0,462h_2 \quad (2.4)$$

$(\sigma_2)G$  - дисперсія для інтервального представлення спектра;

$(\sigma_2) A$  - дійсна дисперсія;

$h$  – ширина інтервалу (ширина каналу МКА або вікна ОКА).

Для спектра, виміряного МКА, величина  $h$  має розмірність кеВ/канал, якщо величина FWHM представлена в кеВ,  $h=1,00$ , якщо величина FWHM представлена числом каналів. У табл. 5.4 наведені співвідношення  $(FWHM)A/(FWHM)G$ . Щоб виміряти дійсний дозвіл з похибкою до 0,1 %, посилення системи має бути відрегульоване так, щоб забезпечити більше 15

каналів (FWHM)<sub>G</sub>. (FWHM)<sub>G</sub> становить лише 3 канали, то (FWHM)<sub>A</sub> переоцінена на ~ 3 %. Поправка немає практичного сенсу площі піка повного поглинання. Функція Гауса, підганяється до набраних точок, має ту ж площу (з точністю краще, ніж 0,01%), що і безперервний розподіл, тому що параметр  $y_0$  зменшується майже точно з таким самим коефіцієнтом, з яким зростає параметр ширини.

Табл.2.2 – Порівняння розрахункових та експериментальних значень ПШПВ в залежності від номеру енергетичного каналу.

| Відношення (FWHM) <sub>A</sub> / (FWHM) <sub>G</sub> |                                      |
|--|--------------------------------------|
| FWHM <sub>G</sub> , канали                           | FWHM <sub>A</sub> /FWHM <sub>G</sub> |
| 3,0  | 0,9740                               |
| 5,0  | 0,9907                               |
| 10,0   | 0,9971                               |
| 15,0   | 0,9990                               |
| 20,0   | 0,9994                               |
| 25,0   | 0,9996                               |
| 30,0   | 0,9997                               |
| 35,0   | 0,9998                               |
| 40,0   | 0,9999                               |

## 2.6 Визначення ширини піку за допомогою візуальної оцінки зображення на дисплеї МКА

Візуальна оцінка показує себе найкращим чином для МКА, які мають горизонтальні та вертикальні лінії сітки та відповідні ручки для керування вертикальною та горизонтальною розгортками зображення. Багато маленьких МКА мають такі можливості. Великі лабораторні модулі зазвичай не дозволяють користувачеві здійснювати контроль над вертикальним положенням зображення.

Для визначення значення FWHM з похибкою до  $\sim 1\%$  повинен бути обраний такий коефіцієнт посилення енергії, щоб FWHM становила  $\geq 10$  каналів. Після того, як спектр отриманий, ручки регулювання дисплея встановлюються так, щоб окремі канали були дозволені і одна з горизонтальних решіток ліній перетинала пік на половині максимуму.

Після того як пік розділений навпіл, підраховуються канали вище за горизонтальну лінію, оцінюючи їх до десятих часток каналу. Оскільки канали нанесені як точок, фактично вважають простір між точками. Зазвичай фон на високоенергетичному боці піку вважають "підставою" піку. Нахил лінії енергетичного градування використовується для перетворення значення FWHM, вираженого в каналах, на енергію.

Якщо енергетичне градування не було виконано, можна використовувати багатоенергетичні джерела. Великі германієві детектори градуються за допомогою гама-випромінювання  $^{57}\text{Co}$  з енергіями 122,06 та 136,47 кеВ та за допомогою гама-випромінювання  $^{60}\text{Co}$  з енергіями 1173,2 та 1332,5 кеВ.

У кожному з цих випадків енергетичне градування може бути визначена на відстані між парою піків у каналах та відомої різниці енергій<sup>1</sup>. Потім визначається роздільна здатність, множенням значення FWHM, вираженого в каналах для 122 або 1332,5 кеВ піку, на нахил відповідного енергетичного градування (кеВ/канал). Після невеликої практики значення FWHM (кеВ) можна визначити з похибкою 1 %.

## **2.7 Поправки на накладення імпульсів і прорахунки**

Як обговорювалося мертвий час аналогово-цифрового перетворювача (АЦП) визначається як сума часових інтервалів, протягом яких АЦП не здатний обробляти інші події. Мертвий час може мати місце у всіх компонентах систем неруйнівного аналізу. Інтервали мертвого часу можуть



бути фіксованими, або бути функцією параметрів системи і амплітуди імпульсу.

Для систем на основі МКА мертвий час починається, коли вихідний імпульс підсилювача перевершує поріг дискримінатора АЦП. Мертвий час включає час наростання імпульсу, невеликий фіксований час на реєстрацію піку та блокування, час перетворення до цифрового вигляду та часто час на пересилання інформації на згадку. Для систем з германієвим детектором, що використовують АЦП Уїлкінсона з частотою 100 МГц, мертвий час для події в 4000 каналі становить  $\sim 55$  мкс. При швидкості рахунку всього кілька тисяч імпульсів на секунду значна частина інформації може бути втрачена лише через мертвого часу системи.

Для систем на основі ОКА, що використовують детектори NaI(Tl), мертвий час набагато коротший і часто їх можна знехтувати. Втрати таких системах зазвичай зумовлені накладенням імпульсів.

У спектрометричних системах високої роздільної здатності ширина імпульсу підсилювача часто можна порівняти з часом обробки АЦП, і втрата інформації, викликана накладенням імпульсів, може бути дорівнює або більше втрат, спричинених мертвим часом. Хоча МКА може працювати у режимі живого часу та компенсувати втрати, зумовлені мертвим часом, цей метод не є повною компенсацією втрат унаслідок накладень.

В багатьох роботах всі втрати реєстрації розглядаються з погляду двох граничних випадків, кожен із яких обумовлений мертвим часом. Один з випадків, що описують роботу реального обладнання, називається "непаралізується" мертвим часом і є типовою роботою АЦП; інший - називається "паралізується" мертвим часом і відноситься до накладання імпульсів. Термінологія є невдалою, оскільки схема не є мертвою протягом накладення імпульсів; швидше події губляться з відповідних каналів внаслідок спотворення імпульсу.

Метою багатьох гамма-спектрометричних задач є обчислення скоригованої швидкості рахунку (CR) для досліджуваного гамма-і з'єднання:

$$CR = RR \times CF(RL) \times CF(AT), \quad (2.5)$$

де  $RR$  - вихідна швидкість рахунку імпульсів;

$CF(RL)$  - коефіцієнт поправки на прорахунки;

$CF(AT)$  - коефіцієнт поправки на ослаблення.

Коли коефіцієнти поправки визначені правильно,  $CR$  відповідає швидкості рахунку за відсутності втрат в електроніці та ослаблення випромінювання у зразку. Скоригована швидкість рахунку  $CR$  часто прямо пропорційна вимірюваній величині, такий як маса  $^{239}\text{Pu}$  або збагачення  $^{235}\text{U}$ .

## 2.8 Абсолютна ефективність реєстрації піку повного поглинання

Абсолютна ефективність реєстрації піку повного поглинання є частка гамма-квантів, зареєстрованих у піку повного поглинання, від потоку гамма-квантів, випущених точковим джерелом на конкретній відстані джерело-детектор. Ця ефективність визначається як функції від енергії. Ця функція виходить за допомогою вимірювання ефективності для ряду енергій, а потім припасування відповідної функції до експериментальних точок:

$$\varepsilon_A(\gamma) = FEIR(\gamma) / ER(\gamma), \quad (2.6)$$

$\varepsilon_A$  - абсолютна ефективність реєстрації піку повного поглинання;

$ER(\gamma)$  - швидкість випромінювання гамма-квантів.

Для детекторів з високою роздільною здатністю необхідні поправки на втрати внаслідок накладень та мертвого часу. Для сцинтиляторів з низькою роздільною здатністю поправками через накладення зазвичай нехтують.

Градуювальні джерела щодо абсолютних градувань є в низки постачальників. Є свідчення труднощі виміру точних швидкостей рахунку випромінювання, тому похибки, що приводяться в літературі перебувають у інтервалі між 0,5 та 2,0 %. Багатоізотопні багатоенергетичні джерела, такі як джерело Національного бюро стандартів США типу SRM-4275 зручні для

градування детекторів з високою роздільною здатністю. Це джерело може бути використане протягом декількох років і перекриває енергетичний діапазон, що найчастіше використовується в НРА.

Часто в каскадних переходах між енергетичними рівнями одного збудженого ядра випускаються два або більше гама-кванти. Так як інтервал часу між випромінюванням таких каскадних гамма-квантів дуже малий у порівнянні з часом збору заряду в германієвих, кремнієвих або NaI-детекторах, з мультиплетним гамма-випромінюванням поводяться, як з одиночною взаємодією. Цей сумарний каскад може внести у вимірюванні значення похибки FEIR при відніманні або підсумовуванні. Проблема важлива, коли джерело розташоване так близько до детектора, що ймовірність реєстрації двох або більше каскадних гамма-квантів дуже велика.

Якщо підвищення чутливості доводиться використовувати дуже короткі відстані джерело-детектор, необхідно дуже уважно розглядати проблеми каскадного підсумовування. Супровідна інформація для джерела SRM-4275 містить детальне обговорення цієї проблеми, а також інші можливі труднощі, пов'язані з використанням багатоенергетичних гамма-джерел.

## 2.9 Власна ефективність реєстрації піку повного поглинання енергії

Власна ефективність реєстрації піку повного поглинання дорівнює ймовірності втрати гамма-квантом усієї своєї енергії, якщо він потрапляє в об'єм детектора. Абсолютна ефективність реєстрації піку повного поглинання  $\varepsilon_A$  та власна ефективність реєстрації піку повного поглинання  $\varepsilon_I$  пов'язані простим рівнянням:

$$\varepsilon_A = \frac{\Omega}{4\pi} \varepsilon \quad (2.7)$$

де  $\Omega$  є тілесним кутом детектора до джерела,

а  $\Omega/4\pi$  є ймовірність того, що гамма-квант потрапить в об'єм детектора.

Власна ефективність реєстрації піку повного поглинання визначається експериментально за допомогою вимірювання абсолютної ефективності реєстрації піку повного поглинання та вирішення рівняння для  $\varepsilon I$ . Значення величини  $\varepsilon I$ , що обчислюється, слабо залежить від положення джерела по відношенню до детектора.

При обчисленні тілесного кута  $\Omega$  потрібна певна обережність, особливо якщо детектор має незвичайну форму або не розташований на осі симетрії. На рис. 6 показано точкове джерело, розташоване на відстані  $D$  від лицьової сторони циліндричного детектора радіуса  $R$ . Правильним виразом для тілесного кута детектора щодо джерела є

$$\Omega = 2\pi - \left( \frac{D}{D^2 + R^2} \right) \quad (2.8)$$

$\Theta$  - тілесний кут, показаний на рис. 6.

Однак для круглого детектора часто використовується приблизний вираз:

$$\Omega \approx A / D^2 = \pi R^2 / D^2, \quad (2.9)$$

де  $A$  є площею лицьової сторони детектора.

Перший вираз у рівнянні може бути застосований навіть тоді, коли поперечний переріз детектора тільки приблизно має форму кола, але є вірним тільки тоді, коли площа  $A$  набагато менша, ніж  $4\pi D^2$ . Порівняння рівнянь показує, що коли  $D$  стає меншим за  $R$ , величина для  $\Omega$  з рівняння (5.82) стає занадто великою. Для  $D/R = 8$ ,  $\Omega$  становить приблизно 1%; для  $D/R = 1$ ,  $\Omega \sim 70\%$ .

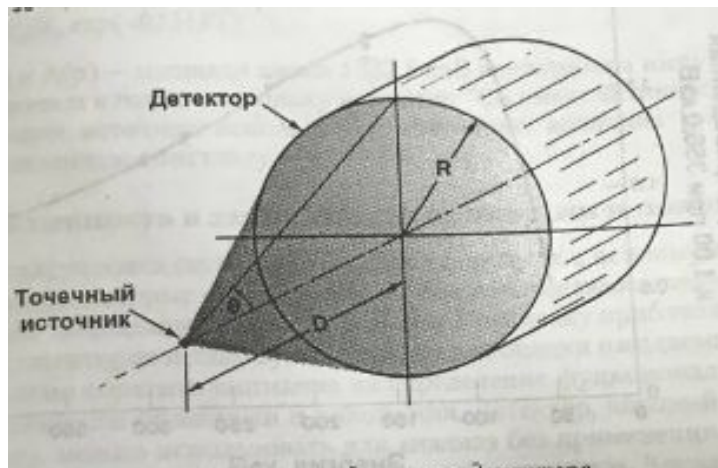


Рис.2.3 – Схема розташування точкової проби на осі циліндричного детектора.

Часто знання істинного значення абсолютної або власної ефективності реєстрації піку повного поглинання не є необхідним, і потрібно знати тільки відношення ефективностей для різних значень енергії. Крива відносної ефективності зазвичай визначається легше, ніж абсолютна та власна ефективності. Відносна ефективність відрізняється від абсолютної або власної лише постійним множником, який залежить від процедури, що використовується при визначенні відносної ефективності.

Точні значення швидкостей випромінювання гамма-квантів не потрібні, а потрібні лише значення, які пропорційні швидкостям випромінювання. Коли використовується окремий ізотоп, що видає багато гамма-квантів різної енергії розпаду, необхідну інформацію дають величини квантового виходу. Рівняння може бути модифіковано для отримання виразу для визначення відносної ефективності у випадку одного джерела:

$$\varepsilon R = A(\gamma) / B(\gamma), \quad (2.10)$$

де  $B(\gamma)$  є коефіцієнтом розгалуження розпаду, що відповідає площі піку  $A(\gamma)$ .

Зазвичай криві відносних ефективностей наведені до 1,00 для деякої зручної енергії. Напівлогарифмічний графік відносної ефективності має ту саму форму, що й відповідні графіки абсолютної та власної ефективності. На мал. 6 показаний графік кривої відносної ефективності коаксіального детектора, отриманий спектром тонкого джерела  $^{133}\text{Ba}$ . Зауважимо, якщо передбачається, що коефіцієнти розгалуження розпаду пропорційні швидкостям випромінювання гамма-квантів із джерела, то повинні використовуватися джерела з малою самопоглинанням. Це припущення не є правильним для багатьох джерел, поміщених у сталеву капсулу, особливо при низьких енергіях.

### 3 ОСНОВНІ ПАРАМЕТРИ КОЕФІЦІЄНТА ПОПРАВКИ НА САМОСЛАБЛЕННЯ

Коефіцієнт виправлення на самоослаблення  $CF(AT)$  є функцією багатьох параметрів. Загально визнано, що найважливішими параметрами є (параметри перераховані в порядку зменшення їх важливості):

1. матеріалу зразка;
2. об'єм та форма матеріалу зразка;
3. контейнера зразка;
4. розміри та форма контейнера зразка;
5. положення та орієнтація зразка щодо детектора;
6. розміри, форма та ефективність детектора.

У багатьох випадках залежність величини  $CF(AT)$  від кількох параметрів слабо виражена. Наприклад, коли відстань від зразка до детектора принаймні кілька разів перевищує максимальні розміри детектора, то залежністю  $CF(AT)$  від розмірів, форми та ефективності детектора часто можна знехтувати. Коли відстань між зразком циліндричної форми і детектором принаймні в кілька разів перевищує максимальний розмір або зразка, або детектора, коефіцієнт  $CF(AT)$  зазвичай сильно залежить від  $l$  зразка слабо залежить від його розмірів і від відстані до детектора і має невелику залежність від розмірів, форми та ефективності детектора.

Найбільш сильне спрощення має місце при великих відстанях від зразка до детектора, коли максимальні розміри зразка і детектора зневажливо малі в порівнянні з відстанню, що розділяє їх (так звана "далека геометрія"). І тут гамма-кванти досягають детектор по суті у вигляді паралельного пучка. При невеликих змінах відстані між зразком і детектором або при малому розмірі зразка відсутня залежність від розмірів або форми детектора, за винятком впливу розміру на частку гамма-випромінювання, що залишає зразок. Для кількох геометричних форм зразків можна отримати прості аналітичні висловлювання. Часто вони є зручними наближеннями для випадків аналізу

зразків, при яких, строго кажучи, не виконуються умови дальньої геометрії. Справді, випадок далекої геометрії є корисним еталонним значенням аналізу випадків ближньої геометрії.

Як правило залежність  $CF(AT)$ , корисно подати в графічному вигляді від параметра  $l$ , (найсильніша залежність) і побудувати окремі криві для певних значень інших параметрів. Оскільки  $l$  часто визначають за допомогою вимірювання коефіцієнта пропускання гамма-випромінювання  $T$  і використовують залежність  $T = \exp(-l x)$ , то зручніше уявити графічну залежність  $CF(AT)$  від  $\ln(T)$ .

### 3.1 Одновимірна модель

Загальноприйнятою геометрією аналізу зразка є така геометрія, за якої германієвий детектор переглядає сулію з розчином знизу. Геометричні форми як детектора, і зразка, добре апроксимуються циліндрами. Припустимо, що осі симетрії бутлі та детектора збігаються, і що радіус детектора становить  $r_d$ , радіус зразка –  $r_s$ , висота зразка –  $D$  та відстань від зразка до детектора –  $d$

Якщо  $d$  у кілька разів більше радіусів  $r_d$  і  $r_s$ , всі гамма-кванти приходять у детектор під кутами більше  $\sim 10^\circ$  щодо їхньої загальної осі. Оскільки  $\cos\Theta \geq 0,95$  для кутів  $< 19^\circ$ , ясно, що гамма-кванти пройдуть відстань на шляху до детектора всього на кілька відсотків більшу, ніж відстань у напрямку, паралельному їхній спільній осі. Отже, цей випадок може бути описаний одновимірною моделлю, що містить точковий детектор і знаходиться на відстані  $d$  лінійний зразок “глибиною”  $D$  з лінійним коефіцієнтом ослаблення. Ця модель враховує вплив закону зворотної квадратичної залежності від відстані та ослаблення гамма-випромінювання, які є головними ефектами, що впливають на величину коефіцієнта  $CF(AT)$ .

Використовуючи цю модель, отримуємо величину коефіцієнта  $CF(AT)$  зразка, який не має послаблення:

$$CF(AT) = \int_0^D \frac{dx}{(d+x)^2} / \int_0^D \frac{[\exp(-x)]dx}{(d+x)^2} \quad (3.1)$$

де виключені всі постійні, що стосуються ефективності детектора та інтенсивності гамма-випромінювання. У чисельнику інтеграл дорівнює  $D/[d(d+D)]$ . Інтеграл у знаменнику може бути виражений з допомогою елементарних функцій, але може бути представлений вигляді суми. Тоді вираз для  $CF(AT)$  має такий вигляд:

$$CF(AT) = \frac{D}{d(d+D)} / \sum_1^N \frac{\{\exp(-\mu_1 x(l-0,5)x)\}x}{[d+(l-0,5)x]^2} \quad (3.2)$$

де  $x = D/N$ , а  $N$  дорівнює числу інтервалів чисельного інтегрування. Зазвичай приймають  $N = 100$ , що дає похибку результатів менше ніж 0,1%. Чисельне інтегрування можна було б, зрозуміло, виконати з більшою точністю і з меншою кількістю кроків, використовуючи правило Сімпсона або інші точніші методи.

### 3.2 Двовимірна модель

Другий загальноприйнятої геометрії аналізу детектор переглядає циліндричний зразок збоку. Якщо висота (довжина) зразка менша за його діаметр і відстань від детектора до центру зразка принаймні в кілька разів більше діаметра зразка, то для розрахунку величини коефіцієнта  $CF(AT)$  може використовуватися проста двовимірна модель. Модель є точковим детектором, що знаходиться на відстані  $D$  від центру круглого зразка радіуса  $R$ . Ефективність детектора стала для гамма-квантів, що виходять з будь-якої точки в межах обсягу зразка. Коефіцієнт поправки щодо зразка без послаблення може бути записаний у вигляді:



$$CF(AT) = \frac{(\pi/2) \ln[1 - R^2/D^2]}{\sum_{m=1}^M \sum_{n=1}^N \{\exp[-\mu_2 t(m,n)] A(n) / L^2(n,m)\}} \quad (3.3)$$

Відношення коефіцієнта  $CF(AT)$ , розрахованого для зразка без ослаблення, коефіцієнта  $CF(AT)$ , розрахованого для точки, в якій немає ослаблення, дорівнює  $-(D/2R) \ln(1 - R^2/D^2)$ . Для постійної величини  $T$  коефіцієнт  $CF(AT)$  є лише функцією відношення  $D/R$ . Істотним моментом є те, що коефіцієнт  $CF(AT)$  повільно знижується при зменшенні відношення  $D/R$ ; великі зміни виявляються за невеликих значень величини  $T$ .

Така поведінка є наслідком закону зворотної квадратичної залежності. Для заданої величини  $T$  коефіцієнт  $CF(AT)$  асимптотично наближається до максимуму, коли відношення  $D/R$  прагне нескінченності. Відхилення від випадку великих відстаней ( $D/R = \infty$ ) представлені на рис. 6.11. Для  $T > 0,001$  і  $D/R > 50$  всі відхилення не перевищують 1%. Тому  $D/R \geq 50$  може вважатися випадком далекої геометрії. Зміна коефіцієнта  $CF(AT)$  залежно від  $T$  набагато сильніша, ніж від відношення  $D/R$ .

### 3.3 Тривимірна модель

Як заключна модель геометрії аналізу розглянемо приклад сегментованого аналізу циліндричних зразків. В цьому випадку детектор переглядає зразок через горизонтальний коліматор, який виділяє сегменти зразка, що проглядаються індивідуально. Зразок зазвичай розташований настільки близько до коліматора, наскільки це можливо. Детектор часто є круглим циліндром з германію діаметром 5,0 см і довжиною 5,0 см. У цьому випадку необхідно точно враховувати ефекти зворотної квадратичної залежності, зумовлені коліматором. Двовимірну модель у цьому випадку не застосовується.

### 3.4 Точність визначення коефіцієнта поправки на самоослаблення та повної скоригованої швидкості рахунку

При правильно працюючій системі НРА, яка використовує гамма-випромінювання, точність майже повністю є функцією випадкової природи випромінювання та реєстрації гамма-квантів. Вплив флуктуацій параметрів електроніки та дрейфів у приладах не перевищує 0,1%. Основна статистична складова похибки аналізу може бути оцінена за значеннями площ піків повного поглинання та їх похибок. Загальна похибка, включаючи будь-який внесок апаратури, оцінюється на основі аналізів, що відтворюються. Електронна та механічна стабільність системи аналізу можуть оцінюватися шляхом порівняння загальної похибки з похибкою, що оцінюється на основі площ піків та їх похибок.

Розглянемо вплив похибки визначення значення коефіцієнта  $CF(AT)$  на кінцеву похибку аналізу. Ослаблення пропорційно коефіцієнту  $CR$ , який визначається виразом  $CR = FEIR \cdot CF(AT)$ . Процедури, що використовуються для отримання виразів для  $\sigma(CR)$ ,  $\sigma(FEIR)$  та  $\sigma[CF(AT)]$ , Тут ми прагнемо підкреслити кілька моментів, які стосуються отримання прийняттого виразу для  $\sigma(CR)$ .

Якщо величина  $CR$  може бути записана у вигляді аналітичної функції площ піків, то може бути отриманий вираз  $\sigma(CR)$ . Проте, коли коефіцієнт  $CF(AT)$  визначено за допомогою чисельних процедур, величина  $\sigma(CR)$  може бути розрахована безпосередньо. Для отримання виразу для  $\sigma(CR)$  можна використовувати наближену функцію для  $CF(AT)$  Наближені формули для визначення величини коефіцієнта  $CF(AT)$  часто недостатньо точні для розрахунку  $CR$ , але вони зазвичай дають прийнятний вираз для  $\sigma(CR)$ .

Відповідне значення величини  $k$  можна вибрати шляхом порівняння з похибками, які розраховані на основі повторних аналізів. Ця процедура дає

точність, яка забезпечується чисельним інтегруванням більш точної моделі визначення величини коефіцієнта  $CF(AT)$  і дає хороші оцінки для  $\sigma(CR)$ .

Хоча  $\sigma(CR)$  визначає похибку аналізу, іноді цікавіше величина  $\sigma[CF(AT)]$ . Вираз для  $\sigma[CF(AT)]$  буде простіше, ніж вираз для  $\sigma(CR)$ . Якщо немає площ піків, які є спільними для визначення виразів  $FEIR$  та  $CF(AT)$ , то

$$\sigma r (CR) = \sigma 2r (FEIR) + \sigma 2r [CF(AT)], \quad (3.4)$$

де  $\sigma r(\delta) \equiv \sigma(\delta)/\delta$ .

Якщо є площі піків, загальні для виразів  $FEIR$  і  $CF(AT)$ , це рівняння не справедливо, і вираз для  $CR$  має бути записано як явна функція таких площ піків. Формули визначення похибки часто складні, але може бути досягнуто істотне спрощення з допомогою розумних наближень. Подібні спрощення скорочують час розрахунків та забезпечують краще розуміння основного джерела неточності.

### 3.5 Фактори, визначаючі необхідну кількість стандартних зразків

Нинішня вимога, щоб діапазон мас стандартних зразків НРА охоплював очікуваний діапазон досліджуваних зразків, може бути суттєво пом'якшеним. Таке твердження стає очевидним із наступних розділів.

Настійна вимога, щоб стандартні зразки охоплювали діапазон очікуваних мас, мабуть, ґрунтується на тому, що результати вимірювань підганятимуть нелінійну функцію градування. Для систем  $HPA$  з використанням гамма-випромінювання цими даними можуть бути  $RR$  або  $FEIR$ . Графіки цих функцій досить нелінійні, а екстраполяція нелінійної функції поза вимірних даних небезпечна. Однак, якщо коефіцієнти поправки  $CF(RL)$  і  $CF(AT)$  визначені правильно, виходить загальна скоригована швидкість рахунку, яка є лінійною функцією маси зразка. Якщо градувальна функція є лінійною, то екстраполяція набагато менш небезпечна, ніж у разі нелінійних градувальних функцій, і логічне міркування ґрунтується на вимозі, щоб діапазон мас стандартних зразків перекривав діапазон аналізованих зразків.

Кордони, в яких можна безпечно екстраполювати лінійне градування поза областю наявних даних, залежать від того, чи проводиться екстраполяція у бік менших або більших мас. При низькій концентрації ізотопу в зразку зазвичай переважає самоослаблення в матриці і коефіцієнт  $CF(AT)$  змінюється дуже повільно широкому діапазоні концентрацій. Аналогічно, при низьких швидкостях рахунку коефіцієнт  $CF(RL)$  як змінюється повільно, але він малий і точно визначається. Внаслідок цього можна бути впевненим у допустимості екстраполяції у напрямку найменших порогів виявлення. Наприклад, розглянемо аналіз розчину  $^{235}\text{U}$  за допомогою гамма-випромінювання з енергією 185,7 кеВ.

Для розумних обсягів зразка (більше 25 мл) концентрація  $^{235}\text{U}$   $\sim 10$  г/л може забезпечити похибку результатів  $\sim 0,5\%$  за час вимірювання 1000 с. Зразок з концентрацією  $^{235}\text{U}$ , що дорівнює 0,1 г/л, має майже такий самий коефіцієнт  $CF(AT)$  і дає похибку  $\sim 5\%$  при аналізі протягом 1000 с, що, ймовірно, може вважатися прийнятним. Однак потрібно було б 100000 с для аналізу стандартного зразка  $^{235}\text{U}$  з концентрацією 0,1 г/л з похибкою до 0,5 %, яка могла б знадобитися для отримання градувальної характеристики. При аналізі стандартних зразків з дуже низькими рівнями концентрації можна втратити багато часу.

Екстраполяція для мас, що перевищують маси стандартних зразків, повинна проводитися обережніше, особливо якщо стандартний зразок з найбільшою масою знаходиться на рівні, коли обидва коефіцієнти  $CF(AT)$  і  $CF(RL)$  швидко змінюються, або коли сумарні швидкості рахунку досягають меж роботи електроніки з точки зору забезпечення відповідного дозволу та форми піку. Працездатність системи при великих масах і швидкостях рахунку повинна підтверджуватись за допомогою якогось матеріалу джерела, навіть якщо не існує стандартного зразка для необхідного рівня маси.

Наприклад, якщо було підтверджено, що система здатна точно вимірювати пропускання на рівні 1% при швидкості рахунку 50000-1, то немає впевненості в аналізі невідомого зразка з пропусканням 1% при цій

швидкості рахунку 50000 с<sup>-1</sup>, навіть якщо стандартний зразок для найбільшої маси має пропускання ~ 2% і дає загальну швидкість рахунку близько 40000 с<sup>-1</sup>. Якщо весь діапазон мас дає прийнятні швидкості рахунку, а також малі та повільно змінюються величини коефіцієнтів  $CF(RL)$  і  $CF(AT)$ , то надійніше виконувати екстраполяцію у бік збільшення мас.

Завдяки останньому зауваженню володіння відповідним набором стандартних зразків не компенсує відсутність знання про те, як їх використовувати або як чинити у разі неправильно настроєної або неправильно працюючої апаратури, невідповідної геометрії зразків, неправильних виразів для коефіцієнтів поправки або зразків, які не відповідають вимогам щодо рівномірності та однорідності.

Всі ці обставини є важливими факторами для виконання точних аналізів з використанням гамма-випромінювання і жодним із них не можна нехтувати. При належному обліку всіх факторів, включаючи правильне та ефективне використання стандартних градуовальних зразків, система НРА з використанням гамма-випромінювання може забезпечити економічні, що не потребують багато часу і точні аналізи для багатьох матеріалів.

### **3.6 Методи запровадження поправок. Загальні зауваження**

У цьому розділі обговорюються три класи процедур запровадження поправок. Для визначення подій накладання перша процедура виміру інтервалів між імпульсами використовує електроніку швидкого виміру часу рахунку. Поправки виконуються за допомогою збільшення часу рахунку або додавання відліків у спектр протягом набору. Друга процедура полягає у додаванні штучного піку в спектр шляхом приєднання джерела імпульсів до підсилювача. Третя процедура використовує джерело гамма-випромінювання створення піка поправки. Друга та третя процедури при розрахунку

коефіцієнта поправки використовують відхилення у площі піку, що застосовується для поправки.

Всі три методи виходять з припущення, що всі піки схильні до однакових частин втрат через об'єднані ефекти накладання і мертвого часу. Як правило, це припущення відповідає істині.

### **3.7 Методи запровадження поправки на накладення. Електроніка**

Методи, що збільшують час рахунку використовують ланцюги швидкого рахунку, які починаються безпосередньо з виходу підсилювача. Постійні часи, що застосовуються, дозволяють розділяти сусідні імпульси при відстані між ними від 0,5 до 1,0 мкс. Тимчасовий дозвіл досягається за рахунок погіршення енергетичного дозволу так, що деякі невеликі імпульси при аналізі АЦП втрачаються в ланцюзі вимірювання часу рахунку.

Ланцюг не може ні реєструвати, ні коригувати події через накладання, коли інтервал між ними менший, ніж час розв'язання ланцюга, або коли одна з подій знаходиться нижче за тимчасовий поріг виявлення. Коли дві або більше подій розташовані ближче один до одного, ніж вибраний поріг ріжекції, такі події не запам'ятовуються, а час рахунку збільшується для компенсації втрат.

В останні роки вимога активаційного аналізу до роботи з високими швидкостями рахунку і формами спектру, що швидко змінюються, призвели до подальших досягнень у галузі поправок на накладення та мертвий час. Такі системи складні і лише недавно з'явилися у вільному продажу. Вони можуть працювати при завантаженні близько сотень тисяч імпульсів в секунду і точно коригувати втрати, що перевищують 90%. Здатність коригувати втрати на мертвий час та накладання при високих швидкостях може потенційно підвищити швидкість виконання деяких процедур НРА.

### **3.8 Введення поправок на мертвий час та накладання імпульсів за допомогою генератора імпульсів**

Метод генератора імпульсів використовується для введення штучного піку в накопичуваний спектр; він має безліч варіантів залежно від типу використовуваного генератора. Більшість підсилювачів для германієвих та кремнієвих детекторів мають вхід "КОНТРОЛЬ", через який можуть бути введені імпульси відповідної форми. Ці імпульси зазнають таких самих втрат внаслідок мертвого часу та накладень, як імпульси, що виникають при реєстрації гамма-квантів, і формують пік, подібний до піку гамма-випромінювання. Пік генератора імпульсів має кращу роздільну здатність і форму, ніж піки гамма-випромінювання тому, що він не розширюється через статистичні процесів, що мають місце під час реєстрації гамма-випромінювання. Площа піку генератора імпульсів визначається таким же чином, що й площа піку гамма-випромінювання. Число імпульсів, що вводяться в підсилювач, легко визначається безпосереднім рахунком або частоти генератора імпульсів і часу накопичення.

Перевагою методу генератора імпульсів є те, що штучний пік зазвичай може бути розташований так, щоб уникнути інтерференції з піками гамма-випромінювання. Крім того, оскільки всі події генератора імпульсів відносяться до повного поглинання енергії, генерується мінімальний додатковий мертвий час та накладання. З іншого боку, важко знайти генератори імпульсів із необхідною стабільністю амплітуди, здатністю формування імпульсу потрібної форми та регульованою частотою.

Іншою загальною проблемою є труднощі введення імпульсів через підсилювач без деякого "недольоту" у вихідному імпульсі. Довгий "недолет" небажаний, оскільки імпульси гамма-випромінювання можуть накладатися на "недолет" подібно до того, як вони накладаються на позитивну частину імпульсу. Нуль підсилювача не може одночасно компенсувати різні постійні спади генератора імпульсів і імпульсів гамма-випромінювання, тому

системи, що компенсують, рідко використовуються на вході "КОНТРОЛЬ" через ймовірне погіршення в дозволі. Проблема "недольоту" може бути мінімізована за рахунок використання тривалого спаду у імпульсу від генератора імпульсів (часто порядку однієї мілісекунди) і більш короткої постійної часу. Для мінімізації проблеми схеми "полюс-нуль" зазвичай потрібна деяка жертва щодо загального дозволу.

Припускаючи, що піки генератора та піки гамма-випромінювання втрачають деяку частину подій через мертвий час і накладення, відповідний коефіцієнт поправки дорівнює:

$$CF(RL) = N / A(P), \quad (3.5)$$

де  $N$  - число (швидкість рахунку) імпульсів, що вводяться;

$A(P)$  - площа (швидкість рахунку для площі) піку генератора та імпульсів.

$CF(RL)$  має мінімальне значення, що дорівнює 1,00 і є зворотною величиною від частки подій, накопичених у піку.

### **3.9 Метод зразкового джерела для введення поправок на мертвий час та накладання**

Більшість точних методів вимірювання поправки на мертвий час та накладання використовують зразкове джерело, встановлене у фіксованому положенні по відношенню до детектора. Джерело забезпечує постійну швидкість взаємодії гамма-випромінювання у детекторі. Пік стандартного джерела виконує таку ж функцію, що і пік генератора імпульсів.

Подібно до інших методів, метод зразкового джерела виходить із припущення, що всі піки схильні до однакових відносних втрат внаслідок мертвого часу і накладень. При цьому відношення площі будь-якого піку до площі піку стандартного джерела залежить від таких втрат. Нехай  $A(\gamma)$  і  $FEIR(\gamma)$  представляють, як завжди, площа піку повного поглинання та швидкість рахунку в піку повного поглинання енергії для будь-якого гамма-



випромінювання, відмінного від гамма-випромінювання зразкового джерела  $R$ . Якщо  $F$  є загальною накопиченою частиною, а  $TT$  дорівнює реальному часу накопичення, то площі рівні

$$A(\gamma) = F \times FEIR(\gamma) \times TT, \quad (3.6)$$

$$A(R) = F \times FEIR(R) \times TT. \quad (3.7)$$

Відношення двох виразів дає:

$$A(\gamma)/A(R) = FEIR(\gamma)/FEIR(R), \quad (3.8)$$

яке залежить ні від  $F$ , ні від  $TT$ . Аналіз гамма-випромінювання часто заснований безпосередньо на відносинах  $A(\gamma)/A(R)$ , які не залежать від втрат, без визначення у явному вигляді  $CF(RL)$  або  $FEIR(\gamma)$ .

Для гамма-випромінювання зразкового джерела коефіцієнт поправки визначається як

$$CF(RL) = FEIR(R) \times TT / A(R) \quad (3.9)$$

Об'єднання цього виразу дає:

$$FEIR(\gamma) = \frac{A(\gamma)}{A(R)} FEIR(R) \quad (3.10)$$

яка залежить від часу рахунки. Рівняння для скоригованої швидкості рахунку  $CR$  може тепер бути записане у вигляді:

$$CR(\gamma) = FEIR(\gamma) \times CF(AT) = \frac{A(\gamma)}{A(R)} FEIR(R) \times CF(AT) \quad (3.11)$$

Величина  $CR(\gamma)$  залежить від реального часу виміру, хоча очевидно, що точність цієї величини залежить від цього часу.

Якщо аналітичні системи відградувані за допомогою зразкових джерел, не потрібно знати  $FEIR(R)$  для отримання точних результатів аналізу. Багато процедурах аналізу шукана величина  $M$  (маса ізотопу чи елемента) пропорційна  $CR(\gamma)$ .

## 4 СИМУЛЯЦІЯ РАДІАЦІЙНИХ ВИМІРЮВАНЬ ТА ЇХ РЕЗУЛЬТАТИ

### 4.1 Використання програмного комплексу «GammaLab»

Спектрометричні методи аналізу складу речовини як по радіонуклідному складу, так і за ізотопним вмістом з появою приладів високого розділення знаходять все нові застосування на практиці в таких областях, як екологія і охорона довкілля, сертифікація продукції, митний контроль і так далі.

Достовірність і точність таких вимірів визначається як якістю апаратури, так і методичним та програмним забезпеченням. Різноманіття об'єктів виміру з різноманітним радіонуклідним складом породжує створення великої кількості методик виконання виміру (МВВ) і відповідних програмних продуктів.

Все вищесказане робить актуальним створення інструменту для моделювання таких ситуацій. Цей інструмент повинен дозволити моделювати спектральний розподіл джерел довільного радіонуклідного складу, трансформацію спектру при взаємодії випромінювання з речовиною, перетворення в апаратурний спектр при реєстрації пристроєм детектування, накладення апаратурних ефектів, обумовлених електронікою.

Віртуальна гамма-спектрометрична лабораторія "GammaLab", дозволяє моделювати спектри точкових і об'ємних джерел довільного радіонуклідного складу, отриманих за допомогою напівпровідникових і сцинтиляційних детекторів.

Програмний комплекс "GammaLab", призначений для моделювання в реальному часі апаратурних гамма-спектрів напівпровідникових і сцинтиляційних детекторів при вимірах широкого набору джерел, що мають довільну просторову конфігурацію і радіонуклідний склад.

Комплекс може використовуватися в якості симулятора для навчання роботі із спектрометричними пристроями і програмним забезпеченням щоб уникнути витрат на купівлю дорогого устаткування і організацію робіт з джерелами іонізуючого випромінювання. За його допомогою можуть вирішуватися завдання калібрування апаратури, а також тестування програмного забезпечення і методик виміру у випадках, коли атестовані джерела випромінювання із заданими властивостями (розмірами, фізико-хімічними характеристиками, радіонуклідним складом) відсутні, або їх виготовлення вимагає значних витрат.

"GammaLab" дозволяє створювати "гамма-спектрометричну лабораторію" з віртуальними детекторами і джерелами. Комплекс інтегрований в спектрометричне програмне забезпечення, що поставляється ТОВ "ЛСРМ".

За її допомогою можна імітувати:

- підготовку приладів до вимірів;
- набір спектрів режимі реального часу і їх обробку;
- визначення по них фізичних характеристик джерел іонізуючого випромінювання (ідентифікація, активність, міра збагачення урану, ізотопний склад плутонію і так далі).

Реалістичний тривимірний інтерфейс дозволяє емулювати дії спектрометриста на робочому місці при проведенні вимірів:

- переміщати детектор і джерела;
- управляти параметрами спектрометра (включення, виключення, підняття високої напруги, видача приладом повідомлень про помилки);
- працювати із штатною програмою спектрометра.

Моделюються спектри точкових і циліндричних джерел, із довільним радіонуклідним складом. Моделі апаратури включають детектори (напівпровідникові і сцинтиляційні), аналізатори, коліматори різних типів (для зниження вхідного завантаження у разі високоактивних зразків і для захисту від навколишнього фону).

Процес моделювання гамма-спектрів складається з трьох етапів. На першому етапі розроблюються і зберігаються в базах даних моделі джерел випромінювання і апаратури. На другому етапі генеруються шаблони - набір гамма-спектрів, розрахованих для заданого радіонуклідного складу джерела випромінювання і геометрії виміру для сукупності точок простору навколо джерела і набору орієнтацій детектора в кожній такій точці, або отриманих на основі експериментально виміряних даних.

## 4.2 Використання методу Монте-Карло та результати симуляцій

Користуючись напрацюваннями кафедри загальної та теоретичної фізики у напрямку моделювання радіаційних вимірювань, існуючий для випадку циліндричної геометрії і детектора і проби алгоритм симуляції було доопрацьовано, шляхом врахування наявності у пробі значно активнішої домішки. Робочий алгоритм у SciLab має вигляд:

```
clear
clc
D=0.08;//- діаметр детектора, м (8см)
H=0.02;//- товщина проби(z_max)+h, м (2 см)
h=0.005;// - проміжок між пробою та детектором, м (5мм)
pi=%pi;
teta=0:pi/2/90:pi/2;//полярний кут
fi=0:2*pi/360:2*pi;//азимутальний кут
mu=log(2)/0.001;// - лінійний коефіцієнт поглинання,
//де 0.001 м (1мм)– це товщина напівослаблення матеріалу проби
N0=1;
N0_intruder=[1 10 100 1e3 1e4 1e5 1e6];
n=100;//кількість повторень алгоритму
N=0;
dN_intruder=0;
m=0;
for i=1:n;
    x=rand(1)*D/2;//генерація випадкових просторових координат точкових
джерел
    y=rand(1)*D/2;
```

```

z=rand(1)*(H-h);// де (H-h)=z_max - товщина проби
if (x^2+y^2)<=(D^2/4) then//перевірка чи належить точка простору проби
for j=1:length(teta);
    R=(H-z)/cos(teta(j));
    ro=(H-z)*tan(teta(j));
    for k=1:length(fi);
        m=m+1;
        if m==1 then
            number=i;
            disp('number',number)
        end;
        x0=ro*cos(fi(k));
        y0=ro*sin(fi(k));
        x1=x0-x;
        y1=y0-y;
        if (x1^2+y1^2)<=(D^2/4) then //умова потрапити променю до детектора
            r=R*(1-h/(H-z));//розрахунок пробігу у пробі
            N=N+N0*exp(-mu*r);//врахування поглинання у пробі
            if i==number then
                dN_intruder=dN_intruder+(N0_intruder-N0)*exp(-mu*r);
                //disp('m',m)
            end;
        end;
    end;
end;
end;
end;
end;
end;
end;
Omega=N/(2*N0*m)*4*pi //еквівалентний тілесний кут
G=N/(2*N0*m) //- шуканий геометричний фактор.
disp('G',G)
G_intruder=(N+dN_intruder)/(2*N0*m) //- шуканий геометричний фактор.
disp('G_intruder',G_intruder)

```

Результати проведених симуляцій чисельної моделі (див.табл.4.1) демонструють збільшення дисперсії у результатах моделювання, для випадку із включенням до проби значно активнішої домішки. Останнє дає змогу використання цього факту як індикатору наявності такої домішки.

Табл.4.1 – Порівняння результатів моделювання активності проби із сильно активною домішкою та без неї.

| Кратність перевищення активності матеріалу домішки відносно початкової проби |               |               |               |                 |                 |                 |
|--|---------------|---------------|---------------|-----------------|-----------------|-----------------|
| 1<br>(домішки немає)   | 10            | 100           | 1000          | 10 <sup>4</sup> | 10 <sup>5</sup> | 10 <sup>6</sup> |
| G – фактор пропорційний результатам вимірів                                  |               |               |               |                 |                 |                 |
| 0.017749<br>5  | 0.017789<br>3 | 0.018186<br>8 | 0.022162<br>5 | 0.061918<br>8   | 0.459481<br>9   | 4.435113<br>4   |
| 0.020982<br>9  | 0.021092<br>1 | 0.022184<br>0 | 0.033102<br>8 | 0.142291<br>0   | 1.234173<br>1   | 12.15299<br>3   |
| 0.022124<br>3  | 0.022309<br>3 | 0.024158<br>9 | 0.042655<br>5 | 0.227621<br>4   | 2.077279<br>7   | 20.57386<br>4   |
| 0.023609<br>9  | 0.023610<br>5 | 0.023616<br>2 | 0.023672<br>8 | 0.024239<br>1   | 0.029902<br>4   | 0.086535<br>0   |
| 0.017310<br>8  | 0.017316<br>5 | 0.017373<br>5 | 0.017943<br>7 | 0.023645<br>1   | 0.080659<br>6   | 0.650804<br>2   |
| 0.047345<br>0  | 0.047346<br>9 | 0.047365<br>6 | 0.047553<br>1 | 0.049427<br>8   | 0.068174<br>8   | 0.255644<br>6   |
| 0.035168<br>5  | 0.041744<br>8 | 0.107508<br>2 | 0.765141<br>4 | 7.341473<br>6   | 73.10479<br>6   | 730.7380<br>1   |
| 0.029173<br>3  | 0.039090<br>7 | 0.138264<br>0 | 1.129997<br>6 | 11.04733<br>4   | 110.2207<br>0   | 1101.954<br>3   |
| 0.027074<br>2  | 0.027074<br>9 | 0.027082<br>9 | 0.027161<br>9 | 0.027951<br>9   | 0.035852<br>8   | 0.114861<br>0   |
| 0.026892<br>1  | 0.028575<br>8 | 0.045412<br>8 | 0.213782<br>5 | 1.897479<br>8   | 18.73445<br>3   | 187.1041<br>8   |

|  |               |               |               |               |               |               |
|--|---------------|---------------|---------------|---------------|---------------|---------------|
|  |               |               |               |               |               |               |
| $\langle G \rangle$ - середнє значення |               |               |               |               |               |               |
| .0283826                               | 0.028383<br>1 | 0.028387<br>7 | 0.028433<br>9 | 0.028895<br>4 | 0.033510<br>7 | 0.079663<br>6 |
|  |               |               |               |               |               |               |
| $\Delta G$ – абсолютна похибка         |               |               |               |               |               |               |
| 0.006472<br>1                          | 0.007539<br>7 | 0.030228      | 0.283217<br>5 | 2.818892<br>7 | 28.17625<br>8 | 281.7499<br>6 |
|  |               |               |               |               |               |               |
| $\varepsilon_G$ – відносна похибка     |               |               |               |               |               |               |
| 0.240667<br>4                          | 0.263847<br>5 | 0.665627<br>7 | 1.324792<br>8 | 1.485598<br>2 | 1.503980<br>8 | 1.505845<br>4 |

## ВИСНОВКИ

Зроблено огляд основних методів реєстрації іонізуючих випромінювань (газорозрядний, сцинтиляційний, напівпровідниковий). На результати вимірювання будь-яких з них впливають однакові фактори (ядерно-фізичні характеристики проби, геометрія розташування проби і детектора, поглинання частки випромінювання у пробі, мертвий час детектора, тощо). Тому, для кращого розуміння як потрібно моделювати вимірювальну систему, було детально розглянуто формування апаратного спектру, вплив фактору геометрії, самопоглинання пробою, тощо.

Користуючись напрацюваннями кафедри загальної та теоретичної фізики у напрямку моделювання радіаційних вимірювань, проведено симуляції для випадку циліндричної геометрії і детектора і проби. Спочатку, чисельна модель запускалася із умовою що активність проби вважається однорідно розподіленою за об'ємом проби. Далі, моделювання проводилося із додаванням до однорідно активної проби невеликої ділянки із значно більшою питомою активністю. Збільшення дисперсії у результатах моделювання, для випадку із включенням до проби значно активнішої домішки, свідчить про можливість використання цього факту як індикатору наявності останньої (тобто домішки).

З огляду на результати симуляцій, для контролю сипких матеріалів (зерно, руда, будівельні матеріали, тощо) пропонується проводити серію вимірів із перемішуванням проби перед кожним вимірюванням (наприклад у полі віброприскорювань). Такий також може бути корисним для виявлення як спонтанної домішки, так і навмисного змішування умовно «забрудненої» продукції із «чистою» з метою не перебільшення дозволених нормативів.



## ПЕРЕЛІК ПОСИЛАНЬ

1. G.F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement* (John Wiley & Sons, Inc., New York, 1979).
2. F. Adams and R. Dams, *Applied Gamma-Ray Spectrometry* (Pergamon Press, New York, 1975).
3. C.E. Moss, E.J. Dowdy, and M.C. Lucas, "Bismuth Germanate Scintillators: Applications in Nuclear Safeguards and Health Physics", *Nuclear Instruments and Methods A242*, 480 (1986).
4. P.E. Koehler, S.A. Wender, and J.S. Kapustinsky, "Improvements in the Energy Resolution and High-Count-Rate Performance of Bismuth Germanate", *Nuclear Instruments and Methods A242*, 369 (1986).
5. J.B. Birks, *The Theory and Practice of Scintillation Counting* (Pergamon Press, Oxford, 1964).
6. H.W. Cramer, C. Chasman, and K.W. Jones, "Effects Produced by Fast Neutron Bombardment of Ge(Li) Gamma-Ray Detectors", *Nuclear Instruments and Methods* 62, 173 (1968).
7. P.H. Stelson, J.K. Dickens, S. Raman, and R.C. Trammell, "Deterioration of Large Ge(Li) Diodes Caused by Fast Neutrons," *Nuclear Instruments and Methods* 98, 481 (1972).
8. R. Baader, W. Patzner, and H. Wohlfarth, "Regeneration of Neutron-Damaged Ge(Li) Detectors Inside the Cryostat," *Nuclear Instruments and Methods* 117, 609 (1974).
9. R.H. Pehl, "Germanium Gamma-Ray Detectors," *Physics Today* 30, 50 (Nov., 1977).
10. J.M. Marler and V.L. Gelezunas, "Operational Characteristics of High-Purity Germanium Photon Spectrometers Cooled by a Closed-Cycle Cryogenic Refrigerator," *IEEE Transactions on Nuclear Science* NS 20, 522 (1973).

11. E. Sakai, "Present Status of Room-Temperature Semiconductor Detectors," *Nuclear Instruments and Methods* 196, 121 (1982).
12. P. Siffert et al., "Cadmium Telluride Nuclear Radiation Detectors," *IEEE Transactions on Nuclear Science* NS 22, 211 (1975).
13. U. Fano, "On the Theory of Ionization Yield of Radiation in Different Substances," *Physics Review* 70, 44 (1946); "Ionization Yield of Radiation II: The Fluctuations in the Number of Ions," *Physics Review* 72, 26 (1947).
14. A.F. Muggleton, "Semiconductor X-Ray Spectrometers," *Nuclear Instruments and Methods* 101, 113 (1972).
15. H. Seyfarth, A.M. Hassan, B. Hrastnik, P. Goettel, and W. Delang, "Efficiency Determination for some Standard Type Ge(Li) Detectors for Gamma Rays in the Energy Range from 0,04 to 11 MeV," *Nuclear Instruments and Methods* 105, 301 (1972).