

СЕРІЯ «БЕЗПЕКА АТОМНИХ СТАНЦІЙ»

О. О. Ключников, А. В. Носовський

ОСНОВИ ДОЗИМЕТРІЇ ІОНІЗУЮЧИХ ВИПРОМІНЮВАНЬ



Національна академія наук України
Інститут проблем безпеки АЕС

Серія «Безпека атомних станцій»

О. О. Ключников, А. В. Носовський

ОСНОВИ ДОЗИМЕТРІЇ ІОНІЗУЮЧИХ ВИПРОМІНЮВАНЬ

Навчальний посібник

Київ 2007

УДК 621.386.82

ББК 31.42

K52

Серію засновано у 2004 р.

Рекомендовано до друку вченою радою Інституту проблем безпеки АЕС НАН України, протокол № 2 від 22 лютого 2007 р.

Рецензенти:

В. А. Дубковський, завідувач кафедри АЕС Одеського національного політехнічного університету, д-р техн. наук, проф.; *Є. М. Письменний*, декан теплоенергетичного факультету, завідувач кафедри АЕС та інженерної теплофізики НТУУ «КПІ», д-р техн. наук, проф.; *П. С. Пристер*, головний науковий співробітник Інституту проблем безпеки АЕС НАН України, д-р біол. наук, проф.

Ключников О. О.

K52 **Основи дозиметрії іонізуючих випромінювань: Навчальний посібник /**
О. О. Ключников, А. В. Носовський. – К.: Інститут проблем безпеки АЕС
НАН України, 2007. – 256 с. – (Безпека атомних станцій).
ISBN 966–02–4149–6 (серія)
ISBN 978–966–02–4298–2

Розглянуто питання фізичних основ дозиметрії, взаємодії іонізуючих випромінювань із речовиною й принципи нормування радіаційних параметрів. Особливу увагу приділено методам вимірювання іонізуючих випромінювань. Видання являє собою навчальний посібник з основ дозиметрії, призначений, у першу чергу, для студентів вищих навчальних закладів інженерно-технічних спеціальностей.

Книга може бути корисною для наукових співробітників, інженерно-технічних працівників, фахівців у галузі біології й медицини, діяльність яких пов'язана з використанням джерел іонізуючих випромінювань.

УДК 621.386.82

ББК 31.42

ISBN 966–02–4149–6 (серія)

ISBN 978–966–02–4298–2

© О. О. Ключников, А. В. Носовський, 2007

ПЕРЕДМОВА.....	5
ПЕРЕЛІК СКОРОЧЕНЬ	7
ВСТУП	8
Розділ 1. ОСНОВНІ ПОНЯТТЯ ТА ЗАКОНИ ФІЗИКИ АТОМНОГО ЯДРА	10
1.1. Радіоактивність	11
1.2. Види іонізуючих випромінювань	16
1.3. Закон радіоактивного розпаду	21
Розділ 2. ОСНОВНІ ДОЗИМЕТРИЧНІ ВЕЛИЧИНИ.....	23
2.1. Міжнародна система одиниць.....	23
2.2. Активність радіонукліда.....	26
2.3. Характеристики поля випромінювання	26
2.4. Дозові характеристики поля випромінювання	27
2.5. Керма-постійна і керма-еквівалент джерела	31
Розділ 3. ВЗАЄМОДІЯ ІОНІЗУЮЧИХ ВИПРОМІНЮВАНЬ ІЗ РЕЧОВИНОЮ	35
3.1. Основні поняття та визначення	35
3.2. Взаємодія важких заряджених частинок із речовиною	40
3.3. Взаємодія легких заряджених частинок із речовиною	42
3.4. Взаємодія γ -випромінювання з речовиною	44
3.5. Взаємодія нейтронів із речовиною	52
Розділ 4. БІОЛОГІЧНА ДІЯ ІОНІЗУЮЧИХ ВИПРОМІНЮВАНЬ	56
4.1. Фонове опромінення людини.....	56
4.2. Дія випромінювань на організм	62
4.3. Залежність «доза – ефект».....	65
4.4. Процеси, що відбуваються в біологічних тканинах.....	69
4.5. Гострі ефекти та віддалені наслідки опромінення	73
Розділ 5. МЕТОДИ РЕЄСТРАЦІЇ ІОНІЗУЮЧИХ ВИПРОМІНЮВАНЬ	85
5.1. Фізичні основи реєстрації й дозиметрії випромінювань і принципи побудови детекторів випромінювання	87
5.2. Іонізаційний метод	90
5.3. Сцинтиляційний метод	100
5.4. Напівпровідниковий метод	110
5.5. Фотографічний метод	118
5.6. Люмінесцентний метод	120
5.7. Хімічний метод	123

5.8. Трековий метод	124
5.9. Активаційний метод	125
5.10. Тепловий метод	126
Розділ 6. ПРИЛАДИ РАДІАЦІЙНОГО КОНТРОЛЮ ТА ТЕХНІЧНІ МЕТОДИ ВИМІРЮВАННЯ РАДІАЦІЙНИХ ВЕЛИЧИН	128
6.1. Класифікація приладів радіаційного контролю	128
6.2. Стаціонарні системи радіаційного контролю	130
6.3. Переносні прилади радіаційного контролю	133
6.4. Прилади індивідуального дозиметричного контролю	135
6.5. Прилади лабораторного дозиметричного контролю	136
6.6. Метрологія приладів радіаційного контролю	138
6.7. Вимірювання радіоактивних газів	144
6.8. Вимірювання радіоактивних аерозолів	147
6.9. Визначення активності рідких і твердих відходів	151
6.10. Дозиметрія нейтронного випромінювання	157
6.11. Контроль внутрішнього опромінення	166
Розділ 7. ОСНОВИ НОРМУВАННЯ ІОНІЗУЮЧИХ ВИПРОМІНЮВАНЬ	177
7.1. Принципи нормування іонізуючих випромінювань	179
7.2. Міжнародні правила та рекомендації	180
7.3. Національні правила і норми	188
7.4. Дозові ліміти	190
7.5. Допустимі рівні	193
7.6. Контрольні рівні	199
7.7. Нормування на основі концепції природного радіаційного фону	200
Розділ 8. МЕТОДИ АВАРІЙНОЇ ДОЗИМЕТРІЇ	209
8.1. Класифікація аварій і аварійних ситуацій	209
8.2. Оцінка радіаційної обстановки	221
8.3. Індивідуальна аварійна дозиметрія γ -випромінювання	222
8.4. Індивідуальна аварійна дозиметрія нейтронів	226
8.5. Ретроспективні методи дозиметрії	233
8.6. Дозиметричне обстеження постраждалих	243
СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ	249

Передмова

Специфіка проблеми безпеки стосовно до використання джерел іонізуючих випромінювань обумовлюється в основному тією обставиною, що з даною діяльністю пов'язана потенційна небезпека завдання радіаційних збитків суспільству й навколишньому середовищу. Тому питання розвитку ядерної енергетики, використання джерел іонізуючих випромінювань у медицині й інших галузях промисловості нерозривно пов'язані з проблемою радіаційного захисту персоналу, населення й навколишнього середовища. Великого значення при цьому набувають кількісні характеристики поля іонізуючого випромінювання, фізичні величини, що визначають наслідки впливу випромінювання на організм людини, навколишнє середовище, а також методи й засоби їх вимірювання. Властивості й особливості взаємодії іонізуючих випромінювань із речовиною обумовлюють специфіку розробки форм і методів радіаційного захисту.

Знання й свідоме ставлення кожної людини, з числа персоналу АЕС, до питань радіаційної безпеки й захисту має принципове значення у вирішенні завдання обмеження професійного опромінення й підвищення рівня безпеки в цілому. У цьому зв'язку актуальним є питання про рівень культури безпеки, необхідним елементом якої повинне бути розуміння природи небезпечних факторів, що супроводжують розвиток ядерних технологій. Шляхи підвищення культури безпеки різноманітні, але щодо фахівців, які безпосередньо працюють в умовах іонізуючих випроміню-

вань, усі вони пов'язані з підготовкою й постійним підвищенням кваліфікації в галузі радіаційного захисту й дозиметрії. Можна констатувати, що питання дозиметрії в аварійних ситуаціях набувають життєво важливого значення, тому що від них залежить вибір правильних дій і технічних рішень, спрямованих на ліквідацію наслідків аварії, включаючи збереження здоров'я людей.

Більш ніж піввіковий досвід мирного використання ядерної енергії незаперечно підтверджує, що система радіаційного захисту, заснована на достовірних дозиметричних вимірюваннях, надійно охороняє людину й об'єкти навколишнього середовища від шкідливого впливу радіації. Тому питанням одержання достовірних вимірювань радіаційних параметрів, зіставлення їх із установленними межами й розробки заходів щодо захисту приділяється першорядне значення при використанні ядерних технологій.

Спектр вимог, що встановлюються до кваліфікованого персоналу об'єктів, на яких використовуються джерела іонізуючих випромінювань, обумовлює коло питань, висвітлених у розділах даного видання. Автори намагалися здійснити це досить повно й з урахуванням сучасного стану справ і досягнень науки в даній галузі знань.

Книга складається з восьми розділів. У першому й другому наведено основні поняття й закони фізики атомного ядра, дозиметричні характеристики різних типів полів випромінювань. У третьому й четвертому розділах розглянуто процеси взаємодії іоні-

зуючого випромінювання з речовиною й біологічна дія його на організм, а також медичні аспекти опромінення. Методи реєстрації іонізуючих випромінювань, прилади радіаційного контролю й технічні способи вимірювання радіаційних величин описано в п'ятому й шостому розділах. Основні принципи нормування іонізуючих випромінювань, правила роботи з джерелами випромінювань наведено в сьомому розділі. Заключний розділ присвячено опису основних засобів і методів захисту в аварійних ситуаціях.

Засвоєння в об'ємі даного посібника теоретичних знань дасть змогу майбутнім фахівцям у галузі використання ядерних технологій не тільки зрозуміти фізичні й технічні основи проведення дозиметричних і радіометричних вимірювань, але й брати

професійну участь у підвищенні рівня безпеки технологічних виробництв.

Автори вважають своїм приємним обов'язком висловити вдячність рецензентам – завідувачу кафедрою АЕС Одеського національного політехнічного університету, д-ру техн. наук, проф. В. А. Дубковському, головному науковому співробітникові Інституту проблем безпеки АЕС НАН України, д-р біол. наук, проф. П. С. Пристеру та декану теплоенергетичного факультету, завідувачу кафедрою АЕС та інженерної теплофізики НТУУ «КПІ», д-ру техн. наук, проф. Є. М. Письменному – за цінні зауваження до рукопису книги, які враховані авторами при підготовці остаточної редакції, а також О. П. Толкач та Л. М. Троян за оформлення й підготовку до друку даної книги.

Перелік скорочень

АЕС	– атомна електростанція
АКРБ	– апаратний комплекс радіаційної безпеки
БД	– блок детектування
ДЗ	– допустиме забруднення
ДК	– допустима концентрація
ДН	– допустиме надходження
ДНК	– дезоксирибонуклеїнова кислота
ДПД	– допустима потужність дози
ЕПР	– електронний парамагнітний резонанс
ЗІЗ	– засіб індивідуального захисту
ІРГ	– інертні радіоактивні гази
ЛВЛ	– лічильник випромінювань людини
ЛД	– ліміт дози
ЛНА	– ліквідація наслідків аварії
ЛПЕ	– лінійна передача енергії
МАГАТЕ	– Міжнародне агентство з атомної енергії
МКРЗ	– Міжнародна комісія з радіаційного захисту
РК	– радіаційний контроль
РЛЛ	– радіолюмінесценція
СІ	– міжнародна система одиниць
СЕЛДВ	– сцинтиляційний детектор випромінювань
СЛР	– самопідтримна ланцюгова реакція
СРК	– система радіаційного контролю
ТВЕЛ	– тепловиділяючий елемент
ТЛД	– термолюмінесцентний дозиметр
ПД	– пристрій детектування
ПЕД	– потужність експозиційної дози
ФЛ	– фотолюмінесценція
ФЛД	– фотолюмінесцентний детектор
ФЕП	– фотоелектронний помножувач
ФП	– фільтр Петрянова
ШКТ	– шлунково-кишковий тракт
INES	– міжнародна шкала подій на АЕС

Дозиметрія іонізуючих випромінювань є самостійним розділом прикладної ядерної фізики, що визначає й описує методи вимірювання й розрахунку характеристик взаємодії іонізуючих випромінювань із речовиною, а також фізичні характеристики самих іонізуючих випромінювань.

До сфери дозиметрії належать характеристики іонізуючих випромінювань, які істотно залежать від іонізації й збудження атомів і молекул речовини, а також ступеня розподілу іонізованих і збуджених атомів, що виникають у речовині під дією іонізуючих випромінювань. Для вимірювання зазначених характеристик користуються не тільки дозиметричними й радіометричними приладами, але й хімічними й навіть біологічними методами. Однак хімічні й, тим більше, біологічні дозиметри й радіометри необхідно градувати за допомогою фізичних приладів, і вони можуть уважатися засобами вимірювання тільки в тому випадку, якщо після такого градування вони вірогідно вимірюють фізичні характеристики.

Методи дозиметрії іонізуючих випромінювань застосовуються скрізь, де проводяться роботи з радіоактивними джерелами: у медицині, промисловості, наукових дослідженнях, в атомній енергетиці при проектуванні, експлуатації та знятті з експлуатації ядерних енергетичних установок.

Дозиметрія має справу з такими фізичними величинами, які пов'язані з очікуваним радіаційним ефектом. Установлення зв'язку між вимірюваною фізичною величиною й очікуваним радіаційним ефектом є найважливішою властивістю дозиметричних

і радіометричних величин. Основне завдання – визначення дози випромінювання в різних матеріалах, середовищах і особливо в тканинах живого організму з метою виявлення, оцінки й попередження можливої радіаційної небезпеки для людини й навколишнього середовища. Інакше кажучи, основне завдання дозиметричних вимірювань зводиться до забезпечення радіаційної безпеки при проведенні робіт в умовах іонізуючих випромінювань.

Радіаційна технологія вважається безпечною, якщо її радіаційний вплив на персонал, населення й навколишнє середовище в процесі нормальної експлуатації й проектних аварій не призводить до перевищення встановлених доз опромінення персоналу й населення та нормативів викидів і скидань радіоактивних речовин у навколишнє середовище, а також обмежує цей вплив під час запланованих аварій. Ця якість реалізується з використанням спеціальних норм і правил з безпеки при здійсненні робіт із джерелами іонізуючих випромінювань.

Радіаційна безпека – це дотримання допустимих меж радіаційного впливу на персонал, населення й навколишнє природне середовище, установлених нормами, правилами й стандартами з безпеки. Особливе значення у сфері забезпечення радіаційної безпеки приділяється питанню нормування доз опромінення. Уперше значення допустимої дози були запропоновані в 1902 р. і становили 10 рад на добу. За минулі роки ця величина постійно змінювалася в бік зменшення і на сьогодні основний ліміт дози для персоналу становить 20 мЗв за рік, а для населення – 1 мЗв за рік.

Жодна з існуючих технологій не може порівнятися з радіаційною технологією за повнотою та якістю встановлених до неї відповідними стандартами й нормами вимог. При обов'язковому виконанні цих вимог можна з досить високою ймовірністю гарантувати безпеку експлуатації радіаційних технологій, забезпечити високий рівень здоров'я персоналу й екологічно чисте середовище перебування.

Дозиметрія є досить точною прикладною наукою, однак її додатки можуть бути настільки різноманітні й нестандартні, що

потрібне глибоке розуміння й виважений підхід при використанні отриманих результатів у якості певних критеріїв при прийнятті тих чи інших рішень.

Усе це зобов'язує суспільство розвивати й удосконалювати знання у сфері впливу випромінювання на організм людини, шукати нові методи й засоби вимірювання радіаційних величин, які б ґрунтувалися на розумінні фізичних явищ при взаємодії випромінювань із речовиною, і робить цю галузь знань цікавою і привабливою для досліджень.

Розділ 1. ОСНОВНІ ПОНЯТТЯ ТА ЗАКОНИ ФІЗИКИ АТОМНОГО ЯДРА

Людство піддається радіаційному впливові природних іонізуючих випромінювань, так званого природного радіаційного фону, протягом декількох тисяч років. У наші дні люди зазнають впливу радіації й від штучних джерел.

Відкриття й вивчення радіоактивності дали змогу проникнути в таємниці будови атома. У 40-х роках минулого сторіччя було відкрито штучну радіоактивність і знайдено способи отримання ядерної енергії. Було створено ядерний реактор і атомну бомбу. До цього часу захист від іонізуючих випромінювань становив інтерес переважно для вчених і медиків, які працюють з радіоактивними речовинами. Розгортання Манхетенського проекту і введення в дію першого ядерного реактора в 1942 р. стало переломним моментом у розвитку атомної техніки й пов'язаних з нею галузей науки. З цього моменту проблеми дозиметрії й радіометрії перейшли в нову якість, ставши проблемою для численної когорти працівників атомної промисловості й навіть населення.

У грудні 1895 р. наукова громадськість з повідомлень, що з'явилися в пресі, довідалася про відкриття професором Вюрцбургського університету Вільгельмом Конрадом Рентгеном променів, що мали незвичайні властивості. Про своє відкриття Рентген повідомив фізико-медичне товариство у Вюрцбурзі. Рентген відкрив, що з розрядної трубки виходить проникаюче випромінювання, назване ним Х-променями. Рентген показав, що ці промені вільно проходять через дерево, картон та інші предмети. Згодом

вони отримали назву рентгенівських променів на честь вченого, який їх відкрив.

Подібно до вчених усього світу відкриттям Рентгена зацікавилися й французькі вчені. Узимку 1895–1896 рр. у Парижі на засіданні Французької академії наук академік Анрі Пуанкаре демонстрував перші знімки, виконані за допомогою нових променів, а також установку, за допомогою якої ці знімки було отримано. У перших рентгенівських трубках не було анода, а рентгенівські промені виникали в тому місці скляної стінки трубки, на яке попадав потік електронів, і воно створювало яскраве флуоресцентне світло. Це навело Пуанкаре на думку, що флуоресценція, незалежно від її походження, завжди супроводжується випусканням рентгенівських променів. Перевірити таке припущення взявся Анрі Беккерель, який займався вивченням явища флуоресценції. Незабаром Беккерель повідомив на засіданні Академії наук, що промені, за якими він спостерігав, подібно до рентгенівських променів проникали через непрозорі для світла предмети й призводили до почорніння фотопластинки, спонтанно, без усякого втручання ззовні, випромінюються деякими речовинами. Зважаючи на те, що нові промені властиві речовинам, до складу яких входить уран, відкриті промені Беккерель назвав урановими.

Подальша історія відкритих променів тісно пов'язана з іменами польського фізика Марії Склодовської-Кюрі та її чоловіка — французького фізика П'єра Кюрі. Подружжю Кюрі наука зобов'язана ретельним

всесвітнім вивченням нового відкритого явища, яке, за пропозицією Марії Склодовської-Кюрі, було назване радіоактивністю. У липні 1896 р. вони відкрили новий елемент, що випускав радіоактивні промені подібно до урану. На честь батьківщини Марії Склодовської-Кюрі він дістав назву полоній і зайняв п'яте на той час 86-те місце в періодичній таблиці елементів Менделєєва. Кінець 1896 р. ознаменувався відкриттям ще одного елемента, названого радієм. Випромінювання нового елемента за своєю інтенсивністю в мільйон разів перевищувало інтенсивність випромінювання урану й інших відомих радіоактивних елементів. За словами французького фізика Ж. Перрена, відкриття й отримання чистого радію стали фундаментом, на якому виросла вся наука про радіоактивність.

1.1. Радіоактивність

Довгий час вважалося, що атоми, з яких складається речовина, є тими елементарними часточками, що визначають властивості даної речовини. До кінця XIX ст. в результаті різних експериментів накопичилася безліч доказів того, що атоми мають більш складну будову. Ці уявлення особливо змінилися після відкриття електрона Томсоном у 1897 р., а також після експериментального визначення ним відношення заряду до маси електрона e/m . У результаті об'єднання цих даних з даними Міллікена по визначенню заряду на одиночній зарядженій крапельці був знайдений заряд електрона, рівний $1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл. Томсон запропонував модель для описання внутрішньої структури атома. Вона стала відомою як модель «сливовий пиріг Томсона». За цією моделлю атом представляється сферичним позитивно зарядженим «пирогом» з радіусом 10^{-8} см, усередині якого знаходяться негативні електрони – «сливи», що займають

певні рівноважні положення. Позитивний заряд нейтрального атома дорівнює негативному сумарному заряду всіх його електронів. Якщо яке-небудь зовнішнє збурювання виводить електрон із рівноважного положення, вони починають здійснювати коливальні рухи подібно до кульок, підвішених на пружинках. Таким збурюванням може бути зіткнення атомів або поглинання атомом світла. При колиальному русі електронів атом випускає електромагнітне випромінювання відповідної частоти.

У 1911 р. англійський фізик Ернест Резерфорд запропонував шлях експериментального дослідження структури атома. Ідею Резерфорда можна пояснити, уявивши подумки наступний гіпотетичний експеримент. Уявімо собі два однакових картонних ящики. Один з ящиків заповнений тирсою. В іншому – по всьому об'ємі розвішані сталеві кульки, сумарна маса яких дорівнює масі тирси в першому ящику. За припущенням Резерфорда, ящик із кульками можна розпізнати, стріляючи в нього кулями з гвинтівки й вивчаючи траєкторії куль, що вилітають з ящика. При стрільбі по цьому ящику більшість куль буде виходити через задню стінку ящика, однак кулі, що влучили в кульки, можуть значно відхилитися від початкового напрямку й виходити назовні через бічні стінки ящика. При стрільбі ж по ящику, заповненому тирсою, кулі можуть тільки злегка уповільнити свій рух, але відхилитися не будуть. За моделлю Томсона атом являв собою ящик з тирсою, рівномірно розподіленою по всьому об'ємі. Якби були знайдені досить дрібні «кулі» для дослідження атома, то можна було б перевірити припущення Резерфорда.

Добре відомий тепер експеримент щодо «резерфордівського розсіювання» був проведений Гейгером і Марсденом. Вони використовували α -частинки, що випускаються радіоактивним джерелом – радієм. Дослі-

джувалося розсіювання α -частинок на атомах золота. Для цього перед джерелом устатковувалася мішень у формі листка з тонкої золотої фольги. Товщина мішені не перевищувала декількох діаметрів атома для виключення подвійного розсіювання. Атомна маса золота становить 200, атомна маса α -частинки – 4. Позаду за мішенню містився сцинтиляційний екран із сульфїду цинку ZnS. Щораз, коли α -частинки проходили через фольгу й ударилися в екран, вони викликали на екрані невеликий спалах світла, який спостерігався через мікроскоп. Місця спалахів на екрані показували, що більшість α -частинок проходить через фольгу так, ніби її взагалі не було. Резерфорд обчислив, що якби була справедлива модель Томсона, то максимальний кут відхилення α -частинок при розсіюванні не перевищував би $1/100\,000$ градуса, тобто практично всі α -частинки повинні пролітати через фольгу без відхилення. Однак деякі частинки відхилялися вбік, а деякі – на кут більше 90° і навіть відскакували назад від фольги. Використовуючи отримані результати, Резерфорд розрахував, що більша частина маси атома, названа ядром, повинна зосередитися в розмірі близько 10^{-12} см, що в $10\,000$ разів менше, ніж розмір атома.

Відповідно до моделі Резерфорда кожний атом складається з позитивно зарядженого ядра, навколо якого на відстані обертаються електрони. Досліди Резерфорда показали, що атом, подібно до нашої Сонячної системи, майже порожній. Щоб зрозуміти масштаб його розмірів, потрібно уявити собі атом діаметром у кілька кілометрів, тоді ядро буде завбільшки з яблуко.

У 1913 р. датський фізик Нільс Бор, виходячи з планетарної моделі Резерфорда, розробив першу квантову теорію атома, в якій уперше застосував ідею про квантування фізичних величин. Бор постулював,

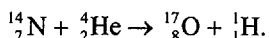
що рух електрона в атомі відбувається по певних стаціонарних орбітах і не супроводжується випромінюванням енергії. Випромінювання або поглинання має місце, коли електрон переходить з однієї орбіти на іншу. Такими «дозволеними» орбітами вважалися ті, для яких момент кількості руху електрона дорівнював цілому числу n (номер орбіти, або головне квантове число $n = 1, 2, 3, \dots$), помноженому на h (постійна Планка, $h = 1,05 \cdot 10^{-27}$ ерг $\cdot$ с). Звідси Бор визначав радіуси «дозволених» орбіт, які виявилися пропорційними n^2 . Внутрішня орбіта з найменшим діаметром називається К-орбітою, наступна більша – L-орбітою й т. д. Частота випромінюваного кванта енергії визначається різницею енергій станів, між якими відбувається квантовий перехід.

Хоча борівська модель на сьогодні не є вичерпною, але вона пояснює структуру атома з достатньою точністю для потреб радіаційного захисту. Існування характеристичного випромінювання пояснюється переходами електронів з верхньої орбіти на нижню. Враховуючи те, що кожна орбіта в атомі має строго визначений енергетичний стан, то різні енергії при переходах електронів будуть мати ті самі значення для даного конкретного елемента (характеристичний спектр для кожного елемента). Вимірюючи характеристичний спектр, можна визначити елементний склад у зразку.

Зважаючи на те, що атомне ядро є носієм індивідуальності кожного атома, то, змінивши структуру ядра, можна перетворити один хімічний елемент на інший. Цю ідею вперше здійснив Резерфорд у 1919 р. Використавши успішно проведений ним експеримент по розсіюванню для дослідження структури атома, він знову застосував цей експеримент для дослідження структури ядра. При опроміненні α -частинками, що випускаються ^{214}Po , газової мішені з азоту було помічено, що на кожні $50\,000$ актів

взаємодії реєструється ядро водню, яке було запропоновано назвати протоном. Таким чином, було підтверджено, що протон є, принаймні, однією зі складових частин ядра.

Беручи до уваги, що рівняння ядерних реакцій повинні бути збалансовані подібно до хімічних рівнянь, стало ясно, що Резерфорд спостерігав нове явище – ядерну реакцію, у результаті якої початкові ядра $^{14}_7\text{N}$ й ^4_2He перетворюються в інші ядра $^{17}_8\text{O}$ й ^1_1H , тобто вперше спостерігалася штучне перетворення ядер – розщеплення ядра азоту на ядро водню (протон) і ядро кисню. Реакція може бути записана як

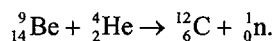


Нижні індекси означають атомний номер або кількість позитивних зарядів у ядрі, а верхні індекси – масове число ядра.

У 1930 р. Боте і Беккер при опроміненні α -частинками берилієвої мішені виявили, що з берилію виходять якісь промені, що мають величезну проникну здатність. Проникність

α -частинок, рентгенівських і γ -променів у порівнянні з ними була дуже малою.

У 1932 р. англійський фізик Дж. Чедвік і французькі фізики Ірен Кюрі й Фредерік Жоліо-Кюрі показали, що виникає при зіткненні ядер гелію з ядрами берилію жорстке випромінювання являє собою потік частинок, що не мають електричного заряду і мають масу, яка майже дорівнює масі протона. Ці частинки були названі нейтронами. Стала зрозумілою висока проникна здатність нейтрона. Реакцію Боте і Беккера можна записати в такий спосіб:



Це також реакція штучного перетворення ядер – розщеплення ядра берилію на ядро вуглецю й нейтрон.

З відкриттям нейтрона було отримано достатньо даних про структуру ядра і ядерних реакцій, що дозволило зрозуміти й пояснити більшість проблем радіаційного захисту. Складові частини ядра та їхні властивості наведено в табл. 1.1.

Таблиця 1.1. Складові частини ядра

Властивості	Протон	Нейтрон
Заряд, од.	+1	0
Заряд, Кл	$1,6 \cdot 10^{-19}$	0
Маса, кг	$1,673 \cdot 10^{-27}$	$1,675 \cdot 10^{-27}$
Маса, а. о. м.	1,00727	1,00866
Енергія спокою, MeV	938,25	939,56
Спін	1/2	1/2
Магнітний момент, я. м.	+2,79	-1,91

Магнітний момент частинки характеризує поведінку частинки в магнітному полі. Якщо магнітний момент частинки не дорівнює нулю, то вона буде орієнтуватися вздовж зовнішнього магнітного поля. Враховуючи, що заряд нейтрона дорівнює нулю, то передбачалося, що його магнітний момент також повинен дорівнювати нулю. Величина магнітного моменту -1,91 вияви-

лася для фізиків великою несподіванкою. Це означало, що хоча заряд нейтрона нульовий, у ньому повинні існувати рівні кількості негативного й позитивного заряду, що перебувають на певній відстані всередині нейтрона, що свідчило про більш складну структуру нейтрона, ніж очікувалося. Це явище пояснює сучасна теорія кварків. Відповідно до цієї теорії нейтрон склада-

ється з двох кварків із зарядом $-1/3$ е та одного кварка із зарядом $+2/3$ е. Позитивний і негативний заряди й створюють магнітне поле нейтрона.

На сьогодні встановлено, що всі ядра складаються з протонів і нейтронів. Число протонів у ядрі дорівнює порядковому номеру елемента в таблиці Менделєєва й позначається літерою Z . Число нейтронів у ядрі позначається літерою N . Загальне число протонів і нейтронів у ядрі позначається літерою A і називається масовим числом, тобто

$$A = Z + N.$$

Атоми, в яких однакові числа протонів Z , але різні числа нейтронів N , називаються *ізотопами*.

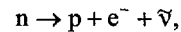
Установлено, що стосовно до ядерної взаємодії протони й нейтрони тотожні. У зв'язку з цим вони отримали загальну назву – *нуклони*. Нуклон у стані без електричного заряду називається нейтроном, нуклон у стані з електричним зарядом називається протоном.

Стабільне або нерадіоактивне ядро – це ядро, атом якого не розпадається. Теоретично такі атоми необхідно спостерігати нескінченно довго для того, щоб переконатися, що вони стабільні. Іншими словами, ядра, які в дійсності радіоактивні, але мають дуже великий період напіврозпаду, можуть бути помилково прийняті за стабільні через недостатню точність вимірювань. Як приклад, можна навести ядро ^{138}La , що раніше вважалось стабільним, але виявилось радіоактивним з періодом напіврозпаду 10^{11} років, що в 30 разів більше віку Всесвіту.

Відношення числа нейтронів до числа протонів N/Z у ядрі визначає природу ядра й дозволяє систематизувати майже все, що відомо про ядро до теперішнього часу. Для стабільних елементів, за винятком водню, ядро якого складається тільки з протона,

нейтронів у ядрі не буває менше протонів, звичайно ж їх трохи більше. Для легких ядер (елементи нижче заліза в періодичній таблиці) кількості нейтронів і протонів у ядрі найчастіше рівні. Зі зростанням атомного номера для стабільних ядер це відношення зростає. Для найбільш важкого останнього повністю стабільного ізотопу – вісмуту ($A = 209$, $Z = 83$, $N = 126$) відношення N/Z майже точно дорівнює 1,5. Це пояснюється наявністю сил притягання між нуклонами в ядрі, що отримали назву ядерних сил. Ці сили діють між протонами й протонами, протонами й нейтронами, нейтронами й нейтронами в ядрі при їх зіткненнях. Ядерні сили, що втримують нуклони в ядрах атома, перевершують кулонівські сили відштовхування між протонами. Ядерні сили короткодіючі, вони діють на відстанях, порівнянних із двома протонними діаметрами, а потім різко зменшуються до нуля зі збільшенням відстані. На відстанях між нуклонами менше $0,5 \cdot 10^{-13}$ см ці сили є силами відштовхування, при відстанях більше $0,5 \cdot 10^{-13}$ см і менше 10^{-12} см – силами притягання, а на відстані більше 10^{-12} см – швидко зникають. Ядерні сили відповідальні за енергію зв'язку, що втримує ядро від розпаду.

У більшості випадків радіоактивний розпад відбувається таким чином, що дочірні ядра стають більш стабільними, ніж вихідні. Розпад більше кращий, якщо дочірнє ядро переміщається до лінії стабільності $N = Z$. Продукти поділу дуже важких ядер, наприклад ^{235}U , будуть мати великий надлишок нейтронів, у результаті чого вони є β -випромінювачами відповідно до реакції

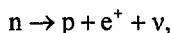


де e^- – електрон; $\bar{\nu}$ – антинейтрино.

Нижче буде показано, що β -розпад еквівалентний заміні нейтрона на протон і су-

проводжується зміною відношення N/P у бік стабільності.

З іншого боку, при опроміненні позитивними іонами мішеней прискорювача, часто отримують дочірні радіоактивні ядра, що висилають нейтрони. У результаті в цих ядрах спостерігається дефіцит нейтронів і тому зростає ймовірність розпаду, при якому відношення N/P зростає, тобто відбуватиметься позитронний розпад, у результаті якого протон перетвориться в нейтрон і позитрон за схемою



де e^+ – позитрон, ν – нейтрино, тобто якщо в ядрі багато нейтронів або багато протонів, то стан справ виправляється випромінюванням електрона або позитрона.

Може бути обчислена й кількість енергії, що втримує нуклони в ядрі. Вивчаючи таблиці мас ізотопів, можна побачити, що маса ядра завжди менше суми мас нуклонів, що утворюють ядро. Наприклад, в атомних одиницях маси (а. о. м.) маса нейтрона становить 1,0089, маса протона – 1,0081; маса двох нейтронів і двох протонів – 4,0340. У той же час маса ядра атома гелію, що складається з двох нейтронів і двох протонів, дорівнює 4,0038. Різниця мас нуклонів, що складають ядро й масу ядра, дорівнює 0,0302 і називається дефектом маси ядра гелію. Це означає, що в ядрі гелію зникає

частина маси чотирьох нуклонів, що його складають. Одним з найважливіших висновків теорії відносності Ейнштейна є принцип еквівалентності маси й енергії, що виражається співвідношенням

$$E = m \cdot c^2.$$

Якщо $m = 1$ а. о. м., то $E = 931,14$ МеВ. Відсутня маса в ядрі гелію становить приблизно 0,03 а. о. м., що є еквівалентним енергії, рівній приблизно 28 МеВ, що називається енергією зв'язку ядра гелію, тобто це та кількість енергії, яку необхідно затратити, щоб роз'єднати нуклони ядра. Зважаючи на те, що ядро гелію містить чотири нуклони, то середня енергія зв'язку на один нуклон становить приблизно 7 МеВ, тобто це величина, що утворюється при діленні енергії зв'язку ядра на масове число A . Подібні розрахунки можна зробити для кожного ядра, у результаті чого отримаємо графічну залежність середньої енергії зв'язку на один нуклон від масового числа, зображену на рис. 1.1. Енергія зв'язку на один нуклон досягає максимуму при $A = 56$, тобто у випадку ядра заліза, що розділяє всі ядра на легкі й важкі. З графіка видно, що для легких ядер справедлива умова: чим більше масове число, тим вища енергія зв'язку на нуклон. Звідси випливають два способи виділення енергії в результаті ядерної реакції, які називаються поділом і синтезом.

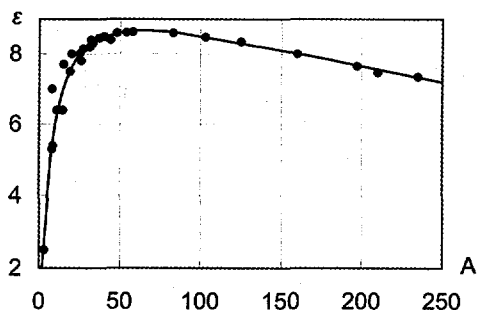


Рис. 1.1. Залежність середньої енергії зв'язку від масового числа

Енергію, що виділяється при поділі, легко обчислити, використовуючи графік енергії зв'язку на один нуклон (див. рис. 1.1). Для елементів поблизу урану ($A = 235$) середня енергія зв'язку дорівнює приблизно 7,6 МеВ. Якщо уран ділиться на два рівних ядра з масовими числами A близько 119, то середня енергія зв'язку на нуклон тут буде більшою (близько 8,5 МеВ). Таким чином, енергія, що виділяється на один нуклон у процесі поділу ядра урану, дорівнює 0,9 МеВ ($8,5 - 7,6 = 0,9$). Тоді повна енергія, що виділяється на один атом урану, дорівнює

$$0,9 \text{ МеВ} \cdot 235 = 212 \text{ МеВ}.$$

Більша частина цієї енергії перейде в кінетичну енергію руху осколків поділу і перетвориться в теплову енергію.

1.2. Види іонізуючих випромінювань

Уранова руда добувалася в родовищах між Чехословаччиною й Німеччиною з 1500-х років і використовувалася для отримання жовтогарячого кольору при виробництві посуду, причому уран використовувався для цих цілей буквально до останнього часу. Близький жовтогарячий посуд і предмети столових сервізів, виготовлені 100 років тому, мають потужність дози іонізуючого випромінювання до декількох десятків мілірентген за годину. У 1896 р. Анрі Беккерель відкрив, що ця руда може засвічувати фотопластинки в темному приміщенні. Працюючи в Парижі з декількома тоннами цієї руди, Марія Склодовська-Кюрі й П'єр Кюрі встановили, що випромінювання випускають не тільки солі урану, але й солі торію. Явище спонтанного випромінювання було названо радіоактивністю, а елементи, що випускають це випромінювання, – радіоактивними. При спробі отримати уран у чистому вигляді вчені відкрили

два нових елементи – полоній і радій, при цьому був зроблений важливий висновок, що радіоактивність – властивість атомів радіоактивного елемента. Ернест Резерфорд, вивчаючи природу радіоактивного випромінювання радію, відкрив, що воно складається з трьох типів різних випромінювань, які назвав так:

α – відхиляється в магнітному полі, позитивний заряд;

β – відхиляється в магнітному полі, негативний заряд;

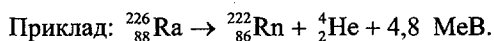
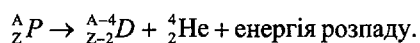
γ – магнітне поле не впливає, заряд відсутній.

Існують два види іонізуючих випромінювань:

корпускулярне, яке складається з частинок з масою спокою, відмінною від нуля (α -, β - і нейтронне випромінювання);

електромагнітне (γ -випромінювання й рентгенівське) з дуже малою довжиною хвилі.

Природа α -частинок уперше була встановлена в 1900 р. Знаючи, що газ радон, дочірній продукт розпаду радію, при своєму розпаді випускає α -частинки, Резерфорд помістив радон у скляну трубку, з якої було попередньо відкачане повітря. Газ, отриманий у результаті розпаду радону, він збуджував електричним розрядом і за допомогою оптичного спектрометра спостерігав характеристичний спектр гелію. Це свідчило про те, що α -частинки є ядрами атомів гелію. Якщо літерою P позначити батьківське ядро, літерою D – дочірнє ядро, то схема α -розпаду буде мати такий вигляд:



Масове число A та атомний номер Z , звичайно, повинні бути збалансовані по обидва боки рівності. На сьогодні відомо близько

40 природних і більше 200 штучних α -активних ядер. Енергія α -частинок у різних розпадах змінюється в широких межах від 3,5 до 10 МеВ, більшість звичайних α -випромінювачів виділяють α -частинки з енергіями від 4 до 6 МеВ. Спостережувані періоди напіврозпадів змінюються в широкому діапазоні від мікросекунд до 10^{10} років. При кожному α -розпаді відбувається ядерне перетворення, тому що атомний номер дочірнього ядра зменшується на дві одиниці.

Енергія, що виділяється при α -розпаді, обчислюється за енергією зв'язку. Дефект маси, тобто різниця мас батьківського й дочірнього ядра, помножений на 931,48 МеВ, є енергія зв'язку, виділена при α -розпаді, що майже вся переходить у кінетичну енергію α -частинок. Так як енергія розпаду – величина позитивна, то α -розпад можливий тільки у випадку, якщо маса батьківського ядра більша за суму мас дочірнього ядра та ядра атома гелію.

Альфа-випромінювання являє собою потік ядер гелію, що мають велику швидкість, масу 4 і заряд +2. Вони утворюються при радіоактивному розпаді ядер або при ядерних реакціях.

Енергія α -частинок не перевищує декількох мегаелектрон-вольт (МеВ). МеВ – одиниця енергії, застосовувана в атомній і ядерній фізиці. $1 \text{ МеВ} = 10^6 \text{ eV}$ (електрон-вольт).

Випромінювані α -частинки рухаються практично прямолінійно зі швидкістю приблизно 20 000 км/с. Під *довжиною пробігу* частинки в повітрі або інших середовищах прийнято називати найбільшу відстань від джерела випромінювання, при якій ще можна виявити частинку, до її поглинання речовиною. Довжина пробігу частинки залежить від заряду, маси, початкової енергії й середовища, в якому відбувається рух. Довжина пробігу α -частинок у повітрі

звичайно менше 10 см. Так, наприклад, α -частинки з енергією 4 МеВ мають довжину пробігу в повітрі приблизно в 2,5 см. У воді або в м'яких тканинах людського тіла, густина яких більш ніж у 700 разів перевищує густину повітря, довжина пробігу α -частинок становить кілька десятків мікронів. За рахунок великої маси при взаємодії з речовиною α -частинки швидко втрачають свою енергію. Це пояснює їхню низьку проникну здатність і високу питому іонізацію: при русі в повітряному середовищі α -частинка на 1 см свого шляху утворює кілька десятків тисяч пар заряджених частинок – іонів.

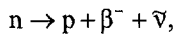
Після ретельних експериментів Резерфорд дійшов висновку, що негативні β -частинки є атомними електронами, а позитивні β -частинки являють собою потік позитронів, тобто β -розпад являє собою радіоактивне перетворення атомних ядер, при якому радіоактивним ядром випускається електрон або позитрон. Крім електрона (позитрона) при β -розпаді випускається електронейтральна частинка, яку Енріко Фермі назвав нейтрино (маленький нейтрон) або антинейтрино. За сучасними уявленнями висилання β -частинок і нейтрино в β -розпаді пов'язане з перетворенням нуклонів у ядрі. Електрони й позитрони виникають у процесі перетворення нейтрона в протон або протона в нейтрон.

Бета-випромінювання являє собою потік електронів (β^- -випромінювання) або позитронів (β^+ -випромінювання), що виникають при радіоактивному розпаді. На сьогодні відомо близько 900 β -радіоактивних ізотопів.

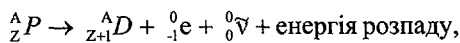
Маса β -частинок у кілька десятків тисяч разів менша від маси α -частинок. Залежно від природи джерела β -випромінювань швидкість цих частинок може знаходитись в межах 0,3–0,99 швидкості світла. Енергія β -частинок не перевищує декількох мега-

електрон-вольт, довжина пробігу в повітрі становить приблизно 1800 см, а в м'яких тканинах людського тіла $\sim 2,5$ см. Проникна здатність β -частинок вища, ніж α -частинок завдяки меншій величині маси й заряду. Наприклад, для повного поглинання потоку β -частинок, що мають максимальну енергію 2 МеВ, потрібен захисний шар алюмінію товщиною 3,5 мм. Іонізуюча здатність β -випромінювання нижча, ніж α -випромінювання: на 1 см пробігу β -частинок у середовищі утворюється кілька десятків пар заряджених іонів.

Якщо в ядрі недостатньо протонів для стабільності стану, то відбувається електронний β -розпад, у якому нейтрон у ядрі замінюється протоном:

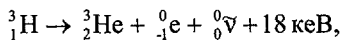


Позначивши літерою P батьківське ядро, літерою D – дочірнє ядро, матимемо схему електронного β -розпаду



де ${}^0_{-1} e$ – електрон, ${}^0_0 \bar{\nu}$ – антинейтрино.

Приклад:



тобто масове число при електронному β -розпаді залишається постійним, а заряд ядра збільшується на одиницю.

Якщо ядро містить надлишок протонів, то його склад змінюється шляхом перетворення протона в нейтрон:

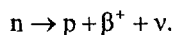
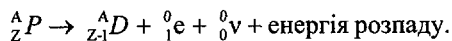
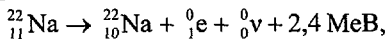


Схема позитронного β^+ -розпаду буде мати вигляд



Приклад:



тобто масове число при позитронному β^+ -розпаді залишається постійним, а заряд ядра зменшується на одиницю.

Позитрон часто помилково приймають за позитивно заряджений електрон. Якби це було так, то згідно з кулонівським законом ці електрони повинні провзаємодіяти, заряди знищитися й повинні залишитися два нейтральних електрони, чого в природі не спостерігається. У дійсності позитрон є античастинкою електрона. Властивості античастинок є дзеркальним відображенням властивостей елементарних частинок. Усі елементарні частинки мають свої античастинки. Антипротон був відкритий у 1955 р., а антинейтрон – у 1956 р. Коли античастинка зіштовхується з елементарною частинкою, то вони анігілюють і їхні маси повністю перетворюються в електромагнітну енергію, що випромінюється. Враховуючи, що електрон і позитрон мають енергію спокою 0,511 МеВ, то після їхньої взаємодії випромінюється два γ -кванти з енергією 0,511 МеВ.

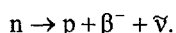
Усі α -частинки, що випускаються при α -розпаді, мають кінетичну енергію, рівну енергії розпаду, й, навпаки, практично майже жодна β -частинка не має кінетичної енергії, рівної енергії розпаду. У середньому β -частинки несуть близько 1/3 енергії розпаду. Виникло запитання – куди дівається решта енергії?

Численні спроби знайти загублену енергію у вигляді деякого випромінювання, що виходить із джерела, виявилися безрезультатними. Фізики відчували, що при β -розпаді порушується закон збереження енергії, відповідно до якого енергія не може зникати або виникати, вона може тільки перетворюватися з однієї форми в іншу, повна ж енергія завжди повинна бути постійною. Удаване порушення закону збереження енергії в 1934 р. розв'язав швейцарський фізик Вольфганг Паулі, що постулював існування

нейтрино-нейтральних частинок з нульовою масою спокою, що несуть енергію й момент, і в такий спосіб обґрунтував закон збереження енергії в β -розпаді.

Нейтрино практично не взаємодіяло з речовиною, було «невловимою» частинкою і це пояснювало його «невидимість». Після повідомлення Паулі в багатьох дослідницьких центрах світу намагалися зареєструвати нейтрино, однак зробити це вдалося лише через 22 роки. Перший вдалий експеримент з реєстрації нейтрино був здійснений Ф. Райнесом і К. Коуеном у Лос-Аламоській лабораторії в 1956 р.

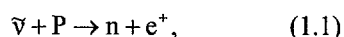
Раніше було показано, що β -розпад відбувається в тому випадку, коли в ядрі нейтрон замінюється протоном, тобто



При перетворенні нейтрона в протон енергія розпаду ядра розподіляється між електроном, антинейтрино й залишковим ядром, унаслідок чого енергія електронних антинейтрино змінюється в широких межах – від нуля до декількох мегаелектрон-вольт. Це і є причиною уявного порушення закону збереження енергії в β -розпаді, а також причиною того, що β -частинки мають суцільний спектр енергії розпаду, зазвичай позначуваної $E_{\max}$. У середньому β -частинки отримують $1/3 E_{\max}$, а нейтрино $2/3 E_{\max}$.

Перші реакції, що викликаються нейтрино, проводилися Ф. Райнесом і К. Коуеном з електронними антинейтрино, що випускалися з активної зони ядерного реактора при перетворенні надлишкових нейтронів у протони в осколках поділу урану або плутонію. Реактор потужністю в 100 тис. кВт випускав близько $5 \cdot 10^{13}$ антинейтрино/см² · с. Якщо енергія антинейтрино перевищує 1,8 МеВ, то в деякий момент часу одне з багатьох антинейтрино, що проходять крізь сцинтилятор, може бути

поглинене протоном і спричинить реакцію, зворотню реакції β -розпаду, що протікає за схемою



тобто ця реакція приводить до народження нейтрона й позитрона.

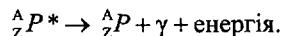
Задача реєстрації нейтронів і позитронів була вирішена на установці, що складалася з трьох плоских прямокутних баків (сцинтиляторів), наповнених рідиною, що світиться при проходженні через неї γ -квантів. Між сцинтиляторами поміщалися два баки з водяним розчином кадмію. Навколо баків розташовувалися 150 фотопомножувачів, що реєстрували спалахи світла в сцинтиляторах при проходженні через них окремих γ -квантів. Уся ця споруда, оточена захистом, поміщалася поблизу атомного реактора з потужним потоком антинейтрино. Реакторні антинейтрино легко проникали через захист і потрапляли в баки з водяним розчином хлористого кадмію. Якщо антинейтрино захоплювалося протоном, що входить до складу води, то виникали нейтрон і позитрон. Позитрон майже миттєво (10^{-8} с) анігілював з електронами найближчих атомів, у результаті чого фотопомножувачі реєстрували спалахи двох γ -квантів з енергією 0,511 МеВ. Нейтрон у водяному розчині хлористого кадмію зіштовхувався з ядром кадмію, яке його поглинало й випромінювало один γ -квант (з енергією 9 МеВ), який викликав у сцинтиляторі спалах світла.

Таким чином, про реакцію (1.1) установка сигналізувала двома спалахами світла, за якими, через якийсь час (що залежав від концентрації атомів кадмію в розчині), ішов третій одиночний спалах світла, що свідчило про реєстрацію антинейтрино. У даному досліді, у середньому, приблизно через кожні 20 хв реєструвалася одна реакція (1.1).

Тепер відомо, що нейтрино або антинейтрино народжується в кожному β -розпаді. Після ретельних вимірювань виявилось можливим обчислити середню довжину пробігу нейтрино до взаємодії. Нейтрино зі звичайною для нього енергією 1 MeV буде «подорожувати» крізь свинцеву твердинь у середньому 50 світлових років ($5 \cdot 10^{14}$ км) до взаємодії.

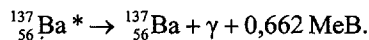
Третій вид радіоактивного розпаду, відкритий першими дослідниками радіоактивності, – розпад з випусканням γ -випромінювання. Більшість атомних ядер, що виникають при α - і β -розпадах, утворюються в збуджених станах, у яких вони перебувають обмежений час, обумовлений імовірністю розпаду. Перехід ядра зі збудженого стану в основний стан або в стан з меншою енергією збудження може відбуватися різними способами, у тому числі шляхом випускання електромагнітного γ -випромінювання. З цього випливає, що γ -випромінювання – це спонтанне короткохвильове електромагнітне випромінювання, що випускається збудженими атомними ядрами. Переходи ядра зі збудженого стану, що супроводжуються випусканням γ -променів, називаються радіаційними переходами. Радіаційний перехід може бути однократним, коли ядро, випустивши один квант, відразу переходить в основний стан, або каскадним, коли зняття збудження відбувається в результаті послідовного випускання декількох γ -квантів. За своєю фізичною природою γ -випромінювання являє собою короткохвильове електромагнітне випромінювання ядерного походження. Зазвичай при радіоактивному розпаді ядер енергія ядерних γ -квантів знаходиться в межах приблизно від 10 кеВ до 5 MeV, а при ядерних реакціях народжуються γ -кванти до 20 MeV. Довжина хвилі цього «жорсткого» короткохвильового випромінювання становить 10^{-8} – 10^{-11} см. Через те,

що в γ -розпаді не відбувається народження протона або нейтрона, на відміну від α - і β -розпадів, кожний з яких є ядерним перетворенням, при γ -розпаді ядерного перетворення не відбувається. Якщо позначити літерою P батьківське ядро, то схема γ -розпаду матиме вигляд



Зірочка справа від символу P означає, що вихідне ядро знаходиться у збудженому стані.

Приклад:



Переходи ядра зі збудженого стану в основний шляхом випромінювання γ -квантів відбуваються з різною швидкістю. Якщо перехід здійснюється приблизно за 10^{-12} с, то γ -розпад вважається супутнім α - або β -розпаду й часто не виділяється в окремий тип. Якщо ж швидкість переходу становить 10–11 с і більше, то збуджене ядро називають метастабільним і тоді до його масового числа дописується літера m , наприклад ${}^{99m}\text{Tc}$. Це особливий радіонуклід, що використовується під час радіодіагностичних медичних процедур. Застосування цього радіонукліда зменшує дозу, отриману пацієнтом, тому що γ -випромінювання – єдине випромінювання, що випускається даним нуклідом. Більшість γ -випромінювачів випускають паралельно ще й α - і β -частинки, які приводять до збільшення дози опромінення пацієнта. Період напіврозпаду нукліда ${}^{99m}\text{Tc}$ становить 6 год.

Гамма-випромінювання являє собою електромагнітне випромінювання з високою енергією й з малою довжиною хвилі. Воно випускається при ядерних перетвореннях або взаємодії частинок. Висока енергія (0,01–3 MeV) і мала довжина хвилі обумовлюють велику проникну здатність γ -випромінювання. Гамма-промені не відхиляються в електричних і магнітних полях.

Це випромінювання має меншу іонізуючу здатність, ніж α - і β -випромінювання.

Рентгенівське випромінювання може бути отримане в спеціальних рентгенівських трубах, у прискорювачах електронів, у середовищі, що оточує джерело β -випромінювання тощо. Рентгенівські промені являють собою один з видів електромагнітного випромінювання; його енергія звичайно не перевищує 1 MeV, а довжина хвилі становить близько 1 Å, (10^{-10} м).

Нейтронне випромінювання являє собою потік ядерних частинок, що не мають електричного заряду. Маса нейтрона приблизно в 4 рази менша від маси α -частинок. Залежно від енергії розрізняють повільні нейтрони (з енергією менше 1 keV), нейтрони проміжних енергій (від 1 до 500 keV) і швидкі нейтрони (від 500 keV до 20 MeV). Серед повільних нейтронів розрізняють теплові нейтрони з енергією менше 0,2 eV. Теплові нейтрони перебувають, по суті, у стані термодинамічної рівноваги з тепловим рухом атомів середовища.

Проникна здатність нейтронів залежить від їхньої енергії, але вона істотно вища, ніж в α - або β -частинок. Так, довжина пробігу нейтронів проміжних енергій становить близько 15 м у повітряному середовищі й 3 см у біологічній тканині, аналогічні показники для швидких нейтронів – 120 м і 10 см відповідно. Таким чином, нейтронне випромінювання має високу проникну здатність і становить для людини найбільшу небезпеку з усіх видів корпускулярного випромінювання. Потужність нейтронного потоку вимірюється густиною потоку нейтронів (нейтрон/см² · с).

1.3. Закон радіоактивного розпаду

Радіоактивний розпад відбувається спонтанно. Швидкість, з якою радіоактивна речовина розпадається, є незмінною констан-

тою для кожного радіонукліда. На швидкість розпаду й відповідний їй період напіврозпаду не здійснює ніякого впливу дія величезних гравітаційних сил, заморожування до температури абсолютного нуля, наявність електричних і магнітних полів, вид хімічної сполуки даного радіоактивного елемента і його агрегатний стан. Тобто радіоактивний розпад – це властивість самого атомного ядра і залежить тільки від його внутрішнього стану. Не можна вплинути на перебіг процесу радіоактивного розпаду, не змінивши стану атомного ядра. Більше того, математичний вираз, що описує розпад, однаковий для α -, β -, γ -розпадів і розпаду спонтанного поділу. Цей вираз названий *універсальним законом радіоактивного розпаду*.

Для даного атомного ядра, що перебуває в певному енергетичному стані, імовірність радіоактивного розпаду λ за одиницю часу є постійною. Отже, число актів радіоактивного розпаду dN за час dt визначається тільки кількістю радіоактивних ядер $N(t)$ у цей момент часу t , тобто

$$dN = -\lambda N dt. \quad (1.2)$$

Мінус означає зменшення кількості атомів з перебігом часу. Інтегруючи (1.2), маємо

$$\ln N = -\lambda t + \ln C.$$

Використовуючи початкову умову – $t = t_0$, $N = N_0$ – і потенціюючи, отримаємо закон радіоактивного розпаду

$$N = N_0 \exp^{-\lambda t}. \quad (1.3)$$

Розділивши обидві сторони рівняння (1.2) на dt , позначивши швидкість радіоактивного розпаду dN/dt , названу *активністю радіоактивного розпаду*, літерою A , опускаючи знак мінус, отримаємо

$$A = \lambda N. \quad (1.4)$$

Цей вираз можна використовувати для визначення величини швидкості розпаду в

зразку з відомою кількістю атомів. Якщо час виразити у хвилинах, то активність буде виражена в розпадах за хвилину. Якщо в рівнянні (1.4) припустити $N = N_0$, початкова кількість атомів у зразку при $t = 0$, то отримаємо

$$A_0 = \lambda N_0.$$

З іншого боку, якщо активність не зменшується експоненціально в часі, а залишається постійною, то за час τ відбудеться $A_0 \tau$ розпадів. Час, за який «використовується» все джерело (розпадеться N_0 атомів), визначимо зі співвідношення

$$A_0 \tau = N_0,$$

звідки

$$\tau = \frac{N_0}{A_0},$$

але тому що з попереднього $A_0 = \lambda N_0$, то

$$\tau = \frac{N_0}{A_0} = \frac{1}{\lambda},$$

де час τ називається *середнім часом життя радіоактивного зразка* і є величиною, зворотною постійній розпаду λ .

Практично зручніше виявилось характеризувати тривалість життя радіоактивного ізотопу періодом напіврозпаду $T_{1/2}$. *Періодом напіврозпаду* $T_{1/2}$ називається той час, протягом якого розпадається половина початкової кількості атомів даної радіоактивної речовини. З визначення T і співвідношення (1.3) маємо

$$1/2 = \frac{N}{N_0} = \exp^{-\lambda t},$$

звідки

$$T = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda} = 0,693 \cdot \tau \quad (1.5)$$

Постійна радіоактивного розпаду λ виражається у зворотних секундах. Використовуючи (1.5), закон радіоактивного розпаду (1.3) можна записати у такій формі (рис. 1.2):

$$N = N_0 \exp^{-693/tT}.$$

Експоненціальний закон радіоактивного розпаду був відкритий Резерфордом у 1900 р. Він вимірював розпад торієвого джерела й визначив, що радіоактивність зменшувалася вдвічі щохвилини.

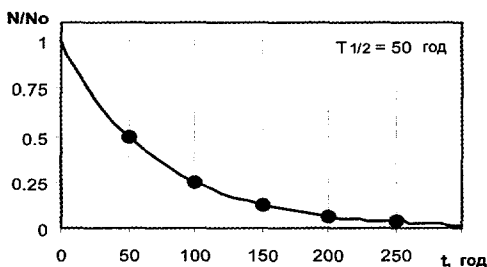


Рис. 1.2. Зміна кількості ядер речовини під час радіоактивного розпаду

Слід зазначити, що закон радіоактивного розпаду може бути застосований до всього зразка в цілому. Цей закон не ви-

значає, коли розпадається конкретне одичне ядро, він визначає ймовірність розпаду ядер.

Розділ 2. ОСНОВНІ ДОЗИМЕТРИЧНІ ВЕЛИЧИНИ

2.1. Міжнародна система одиниць

Уперше Міжнародна система одиниць (СІ) була прийнята Генеральною конференцією з мір і ваг у 1960 р. Надалі вона була трохи перероблена й уточнена. На сьогодні Міжнародна система одиниць є раціональною і всеосяжною. Вона включає сім основних одиниць: метр (м) – для довжини, кілограм (кг) – для маси, секунду (с) – для часу, ампер (А) – для сили електричного струму, градус Кельвіна (К) – для термодинамічної температури, моль (моль) – для кількості речовини, канделу (кд) – для сили світла й дві додаткові одиниці: радіан (рад) – для плоского кута і стерadian (ср) – для тілесного кута. Одиниця будь-якої фізичної величини всередині даної системи виводиться на підставі однієї чи більше цих величин шляхом перемножування й ділення їх і без використання яких-небудь числових множників.

У СІ допускається застосування кратних і часткових одиниць, утворених за

допомогою десяткових префіксів (див. табл. 2.1).

Застосування двох префіксів до простого найменування одиниці не допускається. Вибір десяткової кратної або часткової одиниці обумовлюється, насамперед, зручностями її застосування. Звичайно їх вибирають такими, щоб числові значення величини знаходилися в діапазоні від 0,1 до 1000.

У СІ велика увага приділена й сукупності дозиметричних і радіаційних величин, застосовуваних у галузі іонізуючих випромінювань. В якості міри швидкості спонтанного переходу з певного енергетичного стану нукліда (тобто активності радіонукліда) була введена одиниця «бекерель» (Бк) або, що те ж саме, одне спонтанне ядерне перетворення в секунду (с^{-1}). Для вимірювання поглиненої дози була введена одиниця «джоуль на кілограм» (Дж/кг), що отримала назву «грей». Для позначення одиниці еквівалентної і ефективної еквівалентної доз було введено спеціальне найменування «зіверт».

Таблиця 2.1. Множники й префікси для утворення десяткових кратних і часткових одиниць і їх найменування

Множник	Префікс	Позначення префікса	Множник	Префікс	Позначення префікса
10^{18}	екса	Е	10^{-1}	деци	д
10^{15}	пета	П	10^{-2}	санти	с
10^{12}	тера	Т	10^{-3}	мілі	м
10^9	гіга	Г	10^{-6}	мікро	мк
10^6	мега	М	10^{-9}	нано	н
10^3	кіло	к	10^{-12}	піко	п
10^2	гекто	г	10^{-15}	фемто	ф
10^1	дека	да	10^{-18}	атто	а

Існує обмежена група позасистемних одиниць, які не завжди можна замінити одиницями СІ. Тому вони допущені до застосування без обмеження терміну дії поряд з одиницями СІ. Це, наприклад, одиниці: літр (л) – для об'єму й місткості; градус (...°), хвилина (...'), секунда (...") – для плоского кута; хвилина (хв), година (год), доба (доба) та інші широко поширені одиниці – для часу. Особливо можна відзначити дозвіл на застосування без обмеження терміну позасистемну одиницю енергії «електрон-вольт» (eV) і її десяткові кратні одиниці. Електрон-вольт зручно використовувати стосовно до енергії окремих іонізуючих частинок. Для сумарної енергії іонізуючих частинок (макропроцеси) рекомендується одиниця СІ «джоуль» і її десяткові й часткові одиниці.

До прийняття системи СІ мала місце приблизна числова рівність між величинами експозиційної дози в повітрі й поглиненої дози в тканині, тому що 1 Р приблизно дорівнював 1 рад. У системі СІ такої приблизної числової відповідності немає ($1 \text{ Р} = 2,58 \cdot 10^{-4} \text{ Кл/кг}$). Тому для характеристики поля випромінювання під час відсутності об'єкта випромінювання стало доцільніше використовувати такі величини, як повітряна керма або густина потоку частинок і т. д. Аналогічні труднощі спостерігалися й при практичному використанні в СІ таких величин, як γ -постійна радіонукліда й γ -еквівалент джерела, так чи інакше пов'язаних з експозиційною дозою. Тому ухвалено рішення відмовитися від використання експозиційної дози як дозиметричної

величини, а величини « γ -постійна радіонукліда» і « γ -еквівалент джерела» замінити величинами «керма-постійна радіонукліда» і «керма-еквівалент джерела» відповідно.

Однак необхідно пам'ятати, що в усьому світі на сьогодні опублікований унікальний за своєю науковою цінністю матеріал про біологічну дію іонізуючих випромінювань і про рівні їх радіаційного впливу на людину внаслідок природного радіаційного фону або в результаті діяльності людини. Зважаючи на те, що в більшості цих робіт рівень радіаційного впливу виражений в одиницях – рентген, рентген на секунду тощо, ще протягом тривалого часу виникатиме необхідність у порівнянні значень нових і раніше отриманих результатів.

На території України, з прийняттям нормативного документа «Норми радіаційної безпеки України» (НРБУ-97), уведена в обіг переважна більшість позасистемних одиниць (кюри, рентген, рад, бер і похідні від них одиниці). Кюри використовується для вимірювання активності радіонукліда в джерелі; рентген – для експозиційної дози фотонного випромінювання; рад – для поглиненої дози; бер – для еквівалентної дози. З огляду на це, а також те, що ще багато років в опублікованих раніше монографіях, статтях, звітах фахівці будуть зустрічати названі вище позасистемні одиниці, вони розглядаються разом з одиницями СІ. Перехід від позасистемних одиниць до одиниць СІ дозволить здійснити інформація, наведена в табл. 2.2.

**Таблиця 2.2. Співвідношення між одиницями СІ та позасистемними
одиницями в галузі радіаційної безпеки**

Величина і її позначення	Назва і позначення одиниць		Зв'язок з одиницею СІ
	одиниця СІ	позасистемна одиниця	
Активність, <i>A</i>	бекерель (Бк)	кюрі (Ки)	$1 \text{ Ки} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Бк}$
Густина потоку енергії частинок, <i>I</i>	ват на квадратний метр (Вт/м^2), що дорівнює джоулю на квадратний метр за секунду $[\text{Дж}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})]$	ерг на квадратний сантиметр за секу- нду $[\text{ерг}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})]$ або мегаелектрон- вольт на квадрат- ний сантиметр за секунду $[\text{МеВ}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})]^*$	$1 \text{ ерг}/(\text{см}^2 \cdot \text{с}) = 1 \cdot 10^{-3} \text{ Дж}/(\text{м}^2 \cdot \text{с}) =$ $= 1 \cdot 10^{-3} \text{ Вт/м}^2;$ $1 \text{ МеВ}/(\text{см}^2 \cdot \text{с}) = 1,602 \cdot 10^{-9}$ $\text{Дж}/(\text{м}^2 \cdot \text{с}) = 1,602 \cdot 10^{-9} \text{ Вт/м}^2$
Поглинена доза, <i>D</i> . Керма, <i>K</i>	грей (Гр)	рад (рад)	$1 \text{ рад} = 0,01 \text{ Гр}$
Потужність поглине- ної дози, <i>P</i> _{погл}	грей за секунду (Гр/с)	рад за секунду (рад/с)	$1 \text{ рад/с} = 0,01 \text{ Гр/с}$
Еквівалентна доза, <i>H</i>	зіверт (Зв)	бер (бер)	$1 \text{ бер} = 0,01 \text{ Зв}$
Потужність еквівале- нтної дози, <i>P</i> _{екв}	зіверт за секунду (Зв/с)	бер за секунду (бер/с)	$1 \text{ бер/с} = 0,01 \text{ Зв/с}$
Експозиційна доза, <i>D</i> _{експ}	кулон на кілограм (Кл/кг)	рентген (Р)	$1 \text{ Р} = 2,58 \cdot 10^{-4} \text{ Кл/кг}$
Потужність експози- ційної дози, <i>P</i> _{експ}	ампер на кілограм (А/кг)	рентген за секунду (Р/с)	$1 \text{ Р/с} = 2,58 \cdot 10^{-4} \text{ А/кг}$
Концентрація (об'ємна активність) радіонукліда в атмос- ферному повітрі або воді, <i>A/V</i>	бекерель на кубіч- ний метр (Бк/м^3) бекерель на літр (Бк/л)	кюрі на літр (Ки/л)	$1 \text{ Ки/л} = 3,700 \cdot 10^{13} \text{ Бк/м}^3$ $1 \text{ Ки/л} = 3,700 \cdot 10^{10} \text{ Бк/л}$
Енергія іонізуючої частинки, <i>E</i>	джоуль (Дж)	електрон-вольт (еВ)* мегаелектрон-вольт (МеВ)*	$1 \text{ еВ} = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$ $1 \text{ МеВ} = 1,602 \cdot 10^{-13} \text{ Дж}$

* Дopusчено до застосування без обмеження терміну.

2.2. Активність радіонукліда

При роботі з радіоактивними речовинами найбільш істотною є не маса радіонукліда, а його активність.

Активність радіонукліда в джерелі A – відношення числа спонтанних (мимовільних) ядерних перетворень dN , що відбуваються в джерелі за інтервал часу dt , до цього інтервалу:

$$A = \frac{dN}{dt}.$$

У системі СІ одиниця вимірювання активності має спеціальну назву *бекерель* (Бк) і має розмірність зворотної секунди (с^{-1}). Бекерель дорівнює активності радіонукліда в джерелі, в якому за одну секунду відбувається одне спонтанне ядерне перетворення.

Позасистемною одиницею активності є кюрі (Ки). Кюрі – активність радіонукліда в джерелі, за якої в одну секунду відбувається $3,7 \cdot 10^{10}$ спонтанних ядерних перетворень. Таке число ядерних перетворень відбувається в 1 с в 1 г ^{226}Ra . Зв'язок між позасистемною одиницею активності кюрі й бекерелем такий:

$$1 \text{ Ки} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Бк}; 1 \text{ Бк} = 2,7 \cdot 10^{-11} \text{ Ки}.$$

У розділі 1 було показано (1.4), що активність радіонукліда пов'язана з числом радіоактивних атомів у джерелі. Наведемо більш практичне вираження цього співвідношення, що зв'язує масу m радіонукліда в грамах без урахування маси неактивного носія з його активністю в бекерелях:

$$m = 3,3 \cdot 10^{-3} \cdot M \cdot T_{1/2} \cdot A,$$

де M – масове число радіонукліда; $T_{1/2}$ – період напіврозпаду радіонукліда за секунду.

На практиці часто користуються величинами відношень загальної активності радіонукліда до довжини, площі, об'єму або маси джерела. Вони характеризують концепцію

втрачання радіонукліда і називаються, відповідно, лінійною, поверхневою, об'ємною й питомою активністю радіонукліда.

Вибір одиниць цих величин визначається конкретним завданням. Так, допустиму концентрацію радіонукліда у воді (об'ємну активність) зручніше виражати в бекерелях на літр (Бк/л), а в повітрі – у бекерелях на кубічний метр (Бк/м³), тому що споживання людиною води звичайно визначається в літрах, а повітря – в кубічних метрах. На практиці в позасистемних одиницях використовуються відповідно Ки/л і Ки/м². Одиниця вимірювання питомої активності – Бк/кг. Часто користуються позасистемною одиницею – Ки/кг.

Одиницями поверхневої і лінійної активності в СІ є Бк/м² і Бк/м відповідно.

2.3. Характеристики поля випромінювання

Енергетичний і просторово-часовий розподіли іонізуючого випромінювання в середовищі змінюються в процесі його взаємодії з речовиною. Для встановлення закономірностей цих змін необхідно знати, скільки частинок або фотонів, з якою енергією і в якому напрямку проходять у кожній точці простору, тобто необхідно мати уявлення про поле випромінювання.

При вирішенні практичних завдань досить часто використовуються наступні характеристики поля іонізуючого випромінювання.

Потік іонізуючих частинок (фотонів) F – відношення числа іонізуючих частинок dN , що проходять через дану поверхню за інтервал часу dt , до цього інтервалу:

$$F = \frac{dN}{dt}.$$

Одиниця потоку частинок – має розмірність зворотної секунди (с^{-1}) і дорівнює потоку іонізуючих частинок, при якому через

дану поверхню проходить одна частинка за одну секунду.

Аналогічно – *потік енергії іонізуючих частинок*

$$F_E = \frac{dE}{dt},$$

де dE – сумарна енергія (крім енергії спокою) всіх іонізуючих частинок, що проходять через дану поверхню за інтервал часу dt .

Одиниця потоку енергії іонізуючих частинок у СІ – джоуль за секунду (Дж/с) або ват (Вт); позасистемна одиниця – електрон-вольт за секунду (еВ/с).

Флюенс (перенесення) іонізуючих частинок (фотонів) Φ – відношення числа іонізуючих частинок dN , що проникають в об'єм елементарної сфери, до площі поперечного перерізу ds цієї сфери

$$\Phi = \frac{dN}{ds}.$$

Одиниця флюенса частинок у СІ – м^{-2} . Він дорівнює флюенсу, при якому у сферу з площею поперечного перерізу 1 м^2 проникає одна частинка. Краще використовувати одиницю – см^{-2} . Відповідно флюенс (перенесення) енергії іонізуючих частинок

$$\Phi_E = \frac{dE}{ds}.$$

Одиниця флюенса енергії іонізуючих частинок у СІ – $\text{Дж}/\text{м}^2$, але краща для використання на практиці одиниця – $\text{Мев}/\text{см}^2$.

Густина потоку іонізуючих частинок φ – відношення потоку іонізуючих частинок dF , що проникають в об'єм елементарної сфери, до площі поперечного перерізу ds цієї сфери

$$\varphi = \frac{dF}{ds}.$$

Одиниця густини потоку частинок у СІ – $\text{с}^{-1} \cdot \text{м}^{-2}$. Краща для використання на практиці позасистемна одиниця – $\text{с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$.

Густина потоку енергії іонізуючих частинок (інтенсивність іонізуючих частинок) I – відношення потоку енергії іонізуючих частинок dF_E , що проникає в елементарну сферу, до площі її центрального перерізу ds :

$$I = \frac{dF_E}{ds}.$$

Одиниця інтенсивності в СІ – $\text{Дж}/(\text{с} \cdot \text{м}^2)$ або $(\text{Вт}/\text{м}^2)$. Краща для використання на практиці одиниця – $\text{Мев}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$.

До характеристик поля випромінювання можна також віднести енергетичний спектр іонізуючих частинок. Джерела випромінювання, що випускають частинки або γ -кванти тільки однієї енергії, називаються моноенергетичними. Таких джерел дуже мало. Значно частіше джерела випускають частинки або γ -кванти різних енергій. Спектр випромінювання таких джерел може бути суцільним з якою-небудь граничною (максимальною) енергією або дискретним.

2.4. Дозові характеристики поля випромінювання

Іонізація і збудження атомів середовища – це ті ефекти, які визначають величину впливу випромінювання на біологічні об'єкти. Ці ефекти однозначно пов'язані з поглиненою енергією випромінювання в речовині. Тому основною фізичною величиною, що визначає ступінь радіаційного впливу, є поглинена доза іонізуючого випромінювання.

Поглинена доза іонізуючого випромінювання D – відношення середньої енергії dE , переданої іонізуючим випромінюванням речовині в елементарному об'ємі, до маси dm речовини в цьому об'ємі.

$$D_{\text{погл}} = \frac{dE}{dm}.$$

В одиницях СІ поглинена доза вимірюється в джоулях, ділених на кілограм ($\text{Дж} \cdot \text{кг}^{-1}$), і має спеціальну назву – грей (Гр). Грей дорівнює поглиненій дозі іонізуючого випромінювання, при якій речовині масою 1 кг передається енергія іонізуючого випромінювання будь-якого виду, яка дорівнює 1 Дж. Крім цього, на практиці використовується позасистемна одиниця поглиненої дози – рад.

У біологічних тканинах поглинена доза розподіляється нерівномірно (наприклад, по глибині). Для виключення перевищення допустимих доз у якості тканинних доз приймаються їхні максимальні значення. Коли говорять «тканинна доза», мають на увазі поглинену дозу в м'якій біологічній тканині, масовий склад якої такий: водень – 10,1 %; вуглець – 11,1 %; азот – 2,6 %; кисень – 76,2 %.

Величина поглиненої дози випромінювання залежить від властивостей випромінювання й поглинаючого середовища. При цьому біологічна дія однієї й тієї ж дози різних видів випромінювання не однакова.

Потужність поглиненої дози іонізуючого випромінювання $P_{\text{погл}}$ – відношення приросту поглиненої дози dD за інтервал часу dt до цього інтервалу:

$$P_{\text{погл}} = \frac{dD}{dt}.$$

У системі СІ одиниця потужності поглиненої дози $1 \text{ Гр/с} = 1 \text{ Дж}/(\text{с} \cdot \text{кг}) = 1 \text{ Вт/кг}$. Позасистемна одиниця потужності поглиненої дози 1 рад/с.

Як правило, у практичній галузі радіаційної безпеки масштаби вимірюваних величин D , $P_{\text{погл}}$ такі, що виявляється краще використовувати дробові одиниці вимірювання мГр і мГр/с відповідно.

Іноді для виключення деяких невизначеностей потрібна така характеристика випромінювання щодо його впливу на середо-

вище, яка була б однозначно пов'язана з параметрами поля випромінювання, наприклад з густиною потоку енергії. Для цих цілей уведена спеціальна величина *керма* K – відношення суми початкових кінетичних енергій dE_k усіх заряджених частинок, що утворилися під дією непрямо іонізуючого випромінювання в елементарному об'ємі речовини, до маси в цьому об'ємі:

$$K = \frac{dE_k}{dm}.$$

Керма застосовна як для фотонів, так і для нейтронів у будь-якому діапазоні доз і енергій випромінювання. Керму вимірюють у тих же одиницях, що й поглинену дозу (Гр і рад).

Відповідно потужність керми є відношення приросту керми dK за інтервал часу dt до цього інтервалу часу:

$$P_K = \frac{dK}{dt}.$$

Одиниці вимірювання потужності керми Гр/с і рад/с відповідно.

Історично першим, в якості дозової характеристики поля іонізуючого випромінювання, було розвинуто поняття експозиційної дози. Воно введене для оцінки поля фотонного випромінювання з енергією в діапазоні 1 keV – 3 MeV.

Експозиційна доза $D_{\text{експ}}$ – це відношення сумарного заряду dQ всіх іонів одного знака, створених у повітрі при повному гальмуванні всіх вторинних електронів, утворених фотонами в елементарному об'ємі повітря, до маси повітря dm у цьому об'ємі:

$$D_{\text{експ}} = \frac{dQ}{dm}.$$

Зважаючи на те, що ефективні атомні номери повітря й тканини близькі, повітря прийнято вважати тканиноеквівалентним середовищем для фотонного випромінювання.

Одиниця вимірювання експозиційної дози в СІ – кулон на кілограм (Кл/кг). Однак, як зазначалося вище, експозиційну дозу рекомендовано вилучити з обігу, і тому надалі, якщо буде потреба, ця величина повинна наводитися в позасистемних одиницях, як це й склалося на практиці.

Рентген – експозиційна доза фотонного випромінювання, при проходженні якого через 0,001293 г (маса 1 см³ сухого атмосферного повітря при нормальних умовах – 0 °С; 0,1013 МПа) повітря в результаті завершення всіх іонізаційних процесів у повітрі створюються іони, що несуть одну електростатичну одиницю кількості електрики кожного знака. Відзначимо зв'язок одиниць:

$$1 \text{ Р} = 2,58 \cdot 10^{-4} \text{ Кл/кг.}$$

В умовах променевої рівноваги, тобто такого стану іонізуючого випромінювання й середовища, коли поглинена енергія випромінювання в деякому об'ємі середовища дорівнює сумі кінетичних енергій іонізуючих частинок у тім же об'ємі, позасистемній одиниці 1 Р відповідає поглинена доза 0,873 рад у повітрі або 0,95 рад у біологічній тканині. Тому з похибкою до 5 % експозиційну дозу в рентгенах і поглинену дозу в радах можна вважати збіжними.

Потужність експозиційної дози (фотонного випромінювання) $P_{\text{експ}}$ – відношення приросту експозиційної дози $dD_{\text{експ}}$ за інтервал часу dt до цього інтервалу часу:

$$P_{\text{експ}} = \frac{dD_{\text{експ}}}{dt}.$$

У системі СІ одиниця потужності експозиційної дози – ампер на кілограм (А/кг). Позасистемною одиницею потужності експозиційної дози є Р/с – це така потужність експозиційної дози, при якій за 1 с створюється експозиційна доза 1 Р. Коефіцієнт зв'язку між цією одиницею й системною одиницею той же, що й для експозиційної дози.

Співвідношення між системними одиницями експозиційної й поглиненої доз: 1 Кл/кг відповідає поглинена доза 33,85 Гр у повітрі або 36,9 Гр у біологічній тканині. Тоді як значення експозиційної дози в рентгенах і поглиненої дози в радах відрізняються в позасистемних одиницях усього лише в 1,14 рази. Співвідношення між системними й позасистемними одиницями експозиційної дози й потужності дози не дорівнюють цілому числу, що утрудняє їхнє спільне використання. Усе це може бути причиною численних помилок. Тому і з ряду інших причин (відповідно до прийнятих за кордоном рекомендацій) експозиційна доза підлягає вилученню з уживання. У випадку відступу на практиці від цієї рекомендації треба вказувати значення експозиційної дози та її потужності в позасистемних одиницях (Р, Р/с або у відповідних десяткових, часткових і кратних одиницях), значення цих величин в одиницях СІ (Кл/кг, А/кг і в їх десяткових, часткових і кратних одиницях) наводити не слід. Усе вищевикладене поширюється й на використання γ-постійної (постійної потужності експозиційної дози).

Біологічний ефект для різних видів іонізуючих випромінювань не однаковий за інших рівних умов, у тому числі при однаковій поглиненій дозі. Виявляється важлива не тільки кількість іонів, утворених в одиниці маси біологічної тканини, але й те, як розподілені ці іони по довжині шляху, тобто здійснена лінійна щільність іонізації. Її однозначно характеризує *лінійна передача енергії (ЛПЕ) випромінювання*, L – відношення повної енергії dE , переданої речовині зарядженою частинкою внаслідок зіткнення на елементарному шляху dl , до довжини цього шляху:

$$L = \frac{dE}{dl}.$$

В якості одиниці вимірювання ЛПЕ використовується кілоелектрон-вольт на мікрометр води, 1 кеВ/мкм: $1 \text{ кеВ/мкм} = 0,16 \text{ нДж/м}$.

Для оцінки радіаційної небезпеки випромінювання довільного складу при хронічному опроміненні людини в малих дозах (у дозах, що не перевищують п'яти допустимих річних доз при опроміненні всього тіла людини) вводиться поняття еквівалентної дози.

Еквівалентна доза іонізуючого випромінювання H – основна дозиметрична величина, яка дорівнює добутку поглиненої дози D на відповідний зважувальний коефіцієнт для даного виду випромінювання W :

$$H = D \cdot W.$$

Якщо поле випромінювання складається з кількох випромінювань R з різними величинами W , то еквівалентна доза визначається у вигляді

$$H = \sum_R D_R \cdot W_R.$$

Значення W_R для фотонів, електронів та іонів будь-яких енергій становлять 1, а для α -частинок, осколків поділу й важких ядер – 20.

Одиницею еквівалентної дози в СІ є зіверт (Зв). *Зіверт* – одиниця еквівалентної дози будь-якого виду випромінювання в біологічній тканині, що створює такий же біологічний ефект, як і поглинена доза в 1 Гр зразкового рентгенівського випромінювання. Іншими словами, зіверт дорівнює еквівалентній дозі, у якій добуток поглиненої дози в біологічній тканині стандартного складу на середній коефіцієнт виду випромінювання дорівнює 1 Дж/кг.

Позасистемна одиниця еквівалентної дози – бер. *Бер* дорівнює еквівалентній дозі, за якої добуток поглиненої дози в біологічній тканині стандартного складу на середній коефіцієнт 100 ерг/г. Таким чином, 1 Зв = 100 бер.

Потужність еквівалентної дози $P_{\text{екв}}$ – відношення приросту еквівалентної дози dH за інтервал часу dt до цього інтервалу часу:

$$P_{\text{екв}} = \frac{dH}{dt}.$$

Одиниця вимірювання потужності еквівалентної дози в СІ – зіверт за секунду (Зв/с). Позасистемна одиниця – бер за секунду (бер/с).

Час перебування людини в полі випромінювання при низьких рівнях іонізуючого випромінювання вимірюється, як правило, годинами (6-годинний робочий день, 36-годинний робочий тиждень). Масштаб величин потужностей еквівалентної дози задає її величина природного фону на території України, що знаходиться в межах 0,05–0,2 мкЗв/год. Тому величину потужності еквівалентної дози, як правило, зручно вимірювати в одиницях мікрози́верт на годину.

Різні органи й тканини мають різні чутливості до випромінювання. Це було враховано в нормах радіаційної безпеки НРБ-76/87, що діяли до прийняття нових норм НРБУ-97, використанням концепції критичного органу. Однак визнання гіпотези безпорогової дії радіації Міжнародною комісією з радіаційного захисту (МКРЗ) вимагало відмови від цієї концепції. І після Публікації МКРЗ № 26 обмеження рівня опромінення стало ґрунтуватися на концепції прийнятного ризику. У результаті для випадків нерівномірного опромінення різних органів або тканин тіла людини було введено поняття ефективної еквівалентної дози.

Для визначення цієї величини необхідно ввести поняття ризику. *Ризик* – імовірність виникнення несприятливих наслідків (смертельні випадки, травматизм, професійні захворювання тощо). Наприклад, ризик смерті від паління $r = 5 \cdot 10^{-4}$ випадків/(чол. · рік). Це означає, що на 1 млн людей, які палять, щороку вмирає від хвороб, викликаних палінням, додатково 500 чол.

Доза ефективна E – величина, використовується як міра ризику виникнення віддалених наслідків опромінення всього тіла людини й окремих його органів з урахуванням їх радіочутливості. Вона є сумою добутоків еквівалентної дози в органі $H_{t,T}$ на відповідний коефіцієнт для даного органу або тканини:

$$E = \sum_T W_T \cdot H_{t,T},$$

де $H_{t,T}$ – еквівалентна доза в тканині T за час t ; W_T – зважувальний коефіцієнт для тканини T .

Параметр W_T називають *зважувальним коефіцієнтом* або *ваговим множником*. W_T визначає зважений ризик опромінення даного органу по відношенню до зваженого ризику опромінення всього організму, тобто є відношенням ймовірності виникнення стохастичних ефектів у результаті опромінення будь-якого органу або тканини до ймовірності їх виникнення при рівномірному опроміненні всього тіла. При цьому сума всіх зважувальних коефіцієнтів $\sum W_T = 1$. Значення W_T для окремих видів тканини й органів наведено у табл. 2.3.

Таблиця 2.3. Значення зважувальних коефіцієнтів, W_T

Види тканин, орган	W_T
Гонади	0,2
Червоний кістковий мозок	0,12
Легені, шлунок, грудна і щитовидна залози	0,05
Шкіра	0,01

Одиниці ефективної дози збігаються з одиницями еквівалентної дози – Дж кг^{-1} і зіверт (Зв).

Еквівалентна доза й ефективна доза є індивідуальними критеріями небезпеки, обумовленими іонізуючим випромінюванням. Ці величини є індивідуальними дозами. На практиці, особливо при широкому використанні атомної енергії, виникає необхідність оцінювати міру очікуваного ефекту при опроміненні великого контингенту людей – персоналу або населення. Для цього використовується величина – ефективна колективна доза, що визначає повний вплив на популяцію. Доза ефективна колективна S – величина, що визначає повний вплив випромінювання на групу людей, визначається у вигляді

$$S = \sum_{i=1}^{\infty} E_i \cdot N_i,$$

де E_i – середня ефективна доза i -ї підгрупи групи людей; N_i – число людей у підгрупі, що отримали дозу.

Одиниця вимірювання ефективної колективної дози – людино-зіверт (люд.-Зв), позасистемна одиниця – людино-бер (люд.-бер).

2.5. Керма-постійна і керма-еквівалент джерела

Під час роботи з радіонуклідами слід пам'ятати, що число розпадів джерела γ -випромінювання не визначає ступінь його іонізуючого впливу. Воно також залежить від схеми розпаду, тобто кількості фотонів, що припадають на один розпад, і енергії фотонів. Тому вводять величини, які однозначно характеризують даний радіонуклід як γ -випромінювач. Такими характеристиками є γ -постійна й γ -еквівалент радіонукліда. Як відомо, γ -еквівалент і γ -постійна визначаються через експозиційну дозу. У зв'язку з переходом до СІ та відмовою від використання експозиційної дози як дозиметричної величини введено нові величини для характеристики джерел γ -випромінювання:

керма-постійна й керма-еквівалент відповідно. *Керма-постійна* (постійна потужності повітряної керми радіонукліда) Γ_e визначається як відношення потужності повітряної керми K , створюваної фотонами з енергією більше заданого граничного значення від точкового ізотропно-випромінюючого джерела даного радіонукліда, що знаходиться у вакуумі* на відстані R від джерела, помноженої на квадрат цієї відстані, до активності A джерела:

$$\Gamma_e = \frac{K \cdot R^2}{A}. \quad (2.1)$$

Одиниця керма-постійної в СІ – грей на метр у квадраті за секунду на бекерель [$\text{Гр} \cdot \text{м}^2/(\text{с} \cdot \text{Бк})$]. Краща для використання одиниця вимірювання – аттогрей на метр у квадраті за секунду на бекерель ($\text{аГр} \cdot \text{м}^2/(\text{с} \cdot \text{Бк})$).

Фізичний смисл керма-постійної – потужність повітряної керми, створювана у вакуумі γ -випромінювачем точкового ізотропно-випромінюючого джерела з енергією більше заданого граничного значення E активністю 1 Бк на відстані 1 м.

Керма-постійна визначається за потужністю повітряної керми. Це зручно при вирішенні практичних завдань, тому що керма застосовна для визначення полів як фотонів, так і електронів у будь-якому діапазоні доз і енергій випромінювання й не вводить неоднозначних параметрів у розрахунки.

У визначенні керма-постійної вводиться обмеження з боку низьких енергій, позначуване символом E . Рекомендується приймати $E = 30 \text{ кеВ}$. Це зроблено для того, щоб можна було знехтувати поглинанням фотонів низьких енергій у матеріалі джере-

ла (самопоглинання), у матеріалі фільтрів, у повітрі тощо.

Розрізняють диференціальні й повні керма-постійні. *Диференціальна керма-постійна* ($\Gamma_{\text{Е}}$) належить до певної моноенергетичної (якої-небудь однієї) лінії γ -спектра радіонукліда. *Повна керма-постійна* (або просто керма-постійна) дорівнює сумі всіх диференціальних.

І, звідси, знаючи керма-постійні, активності радіонуклідів і відстані від джерела до детектора, з формули (2.1) легко визначити потужність повітряної керми

$$K = \frac{A \cdot \Gamma_{\text{Е}}}{R^2}. \quad (2.2)$$

Широко використовувана раніше γ -постійна Γ (постійна потужності експозиційної дози) характеризувала потужність експозиційної дози, створюваної фотонами всіх ліній точкового ізотропного радіонуклідного джерела активністю 1 мКі на відстані 1 см без початкової фільтрації.

Таким чином, γ -постійна радіонукліда визначається відношенням потужності експозиційної дози, створюваної нефільтрованим γ -випромінюванням від точкового джерела на відстані R від джерела, помноженої на квадрат цієї відстані, до активності A_0 джерела:

$$\Gamma = \frac{X \cdot R^2}{A_0}. \quad (2.3)$$

Аналогічно до керма-постійної розрізняють повну й диференціальну γ -постійні.

Одиниця γ -постійної – рентген на сантиметр у квадраті за годину на мілікюри [$\text{Р} \cdot \text{см}^2/(\text{год} \cdot \text{мКі})$]. З визначення Γ і $\Gamma_{\text{Е}}$ випливає, що

$$\Gamma_{\text{Е}} [\text{аГр} \cdot \text{м}^2/(\text{с} \cdot \text{Бк})] = 6,55 \cdot \Gamma [\text{Р} \cdot \text{см}^2/(\text{год} \cdot \text{мКі})].$$

* Підкреслено, що джерело знаходиться у вакуумі. Це означає, що в просторі, який оточує елементарний повітряний об'єм в точці детектування, розсіювання і поглинання не відбувається.

Наведемо ще одне корисне для швидких розрахунків емпіричне співвідношення

$$\Gamma (P \cdot m^2/(\text{год} \cdot \text{Ки}) = 0,5 \cdot E, \quad (2.4)$$

його точність $\pm 20\%$. Тут E – повна енергія фотонів на 1 розпад, MeB.

З виразів (2.3) і (2.4) можна одержати емпіричне рівняння для швидкої оцінки потужності експозиційної дози для точкового γ -джерела:

$$P_{\text{експ}} (P/\text{год}) = \frac{0,5 \cdot A \cdot E}{R^2}. \quad (2.5)$$

Точність виразу (2.5) становить приблизно 20 %.

Наприклад, обчислимо $P_{\text{експ}}$ для джерел з ^{137}Cs ^{60}Co активністю 1 Ки кожний на відстані 1 м.

У 100 % розпадів ^{60}Co утворюються два фотони з енергією 1,17 і 1,33 MeB; їх сума 2,5 MeB.

У 95 % розпадів ^{137}Cs утворюється ^{137}Ba . У 90 % розпадів ^{137}Ba утворюється фотон з енергією 0,662 MeB, тобто для ^{137}Cs

$$E = (0,9 \cdot 0,95) \cdot 0,662 = 0,56 \text{ MeB/розпад}.$$

Таким чином, при $A = 1$ Ки й на відстані 1 м:

для ^{60}Co

$$P_{\text{експ}} = 0,5 \cdot 2,5 (\text{MeB/розпад}) \cdot 1 \text{ Ки}/1\text{м}^2 = 1,3 \text{ P/год};$$

для ^{137}Cs

$$P_{\text{експ}} = 0,5 \cdot 0,56 (\text{MeB/розпад}) \cdot 1 \text{ Ки}/1\text{м}^2 = 0,28 \text{ P/год}.$$

На практиці часто доводилося порівнювати між собою джерела γ -випромінювань за їх дозовими характеристиками у повітрі за однакових умов вимірювання. Так з'явилася величина, названа *радієвим γ -еквівалентом*, призначена для оцінки поля γ -випромінювання в повітрі. Для цієї величини в якості еталонного приймалося γ -випромінювання ^{226}Ra , що перебуває в рівновазі з основними

дочірніми продуктами розпаду після фільтра з платини товщиною 0,5 мм.

Тому позасистемна одиниця радієвого γ -еквівалента – міліграм-еквівалент радію (мг-екв. Ra). Його γ -випромінювання при даній фільтрації й тотожних умовах вимірювання створює таку ж потужність експозиційної дози, як і γ -випромінювання 1 мг державного еталона радію в рівновазі з основними дочірніми продуктами розпаду при використанні платинового фільтра товщиною 0,5 мм. З експериментів випливає, що точкове джерело радію активністю 1 мКи, що перебуває в рівновазі з дочірніми продуктами розпаду й з фільтром із платини товщиною 0,5 мм, створює на відстані 1 см потужність експозиційної дози 8,4 P/год. Для державного еталонного джерела можна умовно записати

$$\Gamma_{\text{Ra}} = 8,4 \text{ P} \cdot \text{см}^2/(\text{год} \cdot \text{мг-екв. Ra}).$$

Радієвий γ -еквівалент активності m радіонуклідів визначається за формулою

$$m = \frac{A \cdot \Gamma}{8,4},$$

де m – γ -еквівалент, мг-екв. Ra; Γ – γ -постійна радіонукліда; A – активність радіонукліда, мКи.

Як зазначалося вище, замість γ -еквівалента, що визначався в позасистемних одиницях, уведено керму-еквівалент, що визначається в одиницях СІ, і призначено, як і радієвий γ -еквівалент, для оцінки γ -випромінювання в повітрі.

Керма-еквівалент джерела K_1 – потужність повітряної керми K γ -випромінювання з енергією фотонів більше заданого граничного значення E точкового ізотропно-випромінюючого джерела, що знаходиться у вакуумі на відстані R від джерела, помножена на квадрат цієї відстані:

$$K_1 = K \cdot R^2. \quad (2.6)$$

Одиниця керма-еквівалента в СІ – греї на метр у квадраті за секунду ($\text{Гр} \cdot \text{м}^2/\text{с}$).
Кращі для використання одиниці: $\text{нГр} \cdot \text{м}^2/\text{с}$; $\text{мГр} \cdot \text{м}^2/\text{с}$; $\text{мкГр} \cdot \text{м}^2/\text{с}$; $\text{мГр} \cdot \text{м}^2/\text{с}$.

З формул (2.2) і (2.6) випливає:

$$K_1 (\text{аГр} \cdot \text{м}^2/\text{с}) = A (\text{Бк}) \cdot G_E [\text{аГр} \cdot \text{м}^2/(\text{с} \cdot \text{Бк})].$$

Фізичний смисл керма-еквівалента – потужність повітряної керми, створювана γ -випромінюванням з енергією більше заданого граничного значення E від даного точкового ізотропного радіонукліда джерела у вакуумі на відстані $R = 1 \text{ м}$ від джерела.

Хоча K_1 і m різні величини, між ними існує така наближена відповідність:

$$K_1 (\text{нГр} \cdot \text{м}^2/\text{с}) \approx 2 m (\text{мг-екв. Ra}).$$

Значення G_E , G , K_1 і m для найчастіше використовуваних радіонуклідів у якості джерела γ -випромінювання наведено в табл. 2.4.

Керма-еквівалент об'ємного джерела дорівнює сумі керма-еквівалентів його точкових джерел з урахуванням самопоглинання, можливого ослаблення випромінювання в оточуюче джерело середовище й розсіювання в джерелі й навколишньому середовищі.

Таблиця 2.4. Керма-постійна G_E , γ -постійна G , керма-еквівалент K_1 і γ -еквівалент m для деяких радіонуклідів

Нуклід	Період напіврозпаду T	G_E , $\text{аГр} \cdot \text{м}^2/(\text{с} \cdot \text{Бк})$	G , $\text{Р} \cdot \text{см}^2/(\text{год} \cdot \text{мКи})$	K_1 , $\text{нГр} \cdot \text{м}^2 \cdot \text{с}$	m , мг-екв. Ra
^{40}K	$1,28 \cdot 10^9$ років	5,1	0,19	1,9	0,09
^{60}Co	5,3 роки	84,6	13,0	3,1	1,54
^{131}I	8 діб	14,2	2,2	0,52	0,26
^{137}Cs	30 років	21,3	3,2	0,80	0,40
^{134}Cs	2 роки	57,4	8,7	2,06	1,03
^{155}Eu	5 років	2,6	0,4	0,1	0,05
^{170}Tm	129 діб	0,2	0,008	0,06	0,004
^{192}Ir	74 доби	30,0	4,6	1,1	0,54
$^{226}\text{Ra}^*$	1600 років	59,5	9,0	2,14	1,07
$^{226}\text{Ra}^{**}$	1600 років	55,3	8,4	2,0	1

*Радій у рівновазі з основними дочірніми продуктами розпаду до RaD .

**Радій у рівновазі з основними дочірніми продуктами розпаду після фільтра з платини товщиною 0,5 мм.

Розділ 3. ВЗАЄМОДІЯ ІОНІЗУЮЧИХ ВИПРОМІНЮВАНЬ ІЗ РЕЧОВИНОЮ

3.1. Основні поняття та визначення

Іонізуючим випромінюванням називається будь-яке випромінювання, взаємодія якого з речовиною приводить до утворення в цій речовині іонів різних знаків.

Іонізуюче випромінювання здатне вибивати електрони з атомів. При цьому видиме світло, ультразвук, ультрафіолетове, лазерне, черенковське, мікрохвильове випромінювання до іонізуючого випромінювання не належать.

Іонізуюче випромінювання ділиться на безпосереднє й непряме.

Безпосереднє іонізуюче випромінювання складається із заряджених частинок, наприклад з електронів, протонів, α -частинок, що мають кінетичну енергію, достатню для іонізації при зіткненні, і вибивають орбітальні електрони з атомів прямо при кулонівській взаємодії.

Непряме іонізуюче випромінювання складається з незаряджених частинок, наприклад з нейтронів або фотонів, що створюють безпосередньо іонізуюче випромінювання і (або) викликають ядерні перетворення. Енергія цих частинок передається спочатку зарядженій частинці (електрону або протону), а потім ці вторинні частинки вже здійснюють іонізацію атомів і (або) викликають ядерні перетворення.

Термін «іонізуюче випромінювання» вперше в 1896 р. ввели Томсон і Резерфорд, описуючи властивості рентгенівських променів.

До *фотонного іонізуючого випромінювання* належать:

γ -випромінювання, що виникає при зміні енергетичного стану атомних ядер, під час ядерних перетворень або анігіляції частинок;

гальмівне випромінювання з безперервним енергетичним спектром, що виникає при зменшенні кінетичної енергії заряджених частинок;

характеристичне випромінювання з дискретним енергетичним спектром, що виникає при зміні енергетичного стану електронів атома;

рентгенівське випромінювання, що складається з гальмівного й (або) характеристичного випромінювань.

До *корпускулярного випромінювання* належить іонізуюче випромінювання, що складається з частинок з масою, відмінною від нуля, тобто α - і β -частинки, нейтрони, протони, мезони, нейтрино тощо.

Частинки корпускулярного іонізуючого випромінювання або фотони прийнято називати *іонізуючими частинками*.

Іонізуюче випромінювання, що складається з частинок різного виду або частинок і фотонів, називається *змішаним іонізуючим випромінюванням*.

Розрізняють моноенергетичне і немонаенергетичне іонізуючі випромінювання.

Під *моноенергетичним* розуміють іонізуюче випромінювання, що складається з фотонів однакової енергії або частинок одного виду з однаковою кінетичною енергією.

Немоноенергетичне випромінювання має фотони різної енергії або частинки одного виду з різною кінетичною енергією.

Прийнято розрізняти первинне і вторинне іонізуючі випромінювання.

Під *первинним* розуміють іонізуюче випромінювання, що у розглянутому процесі взаємодії з середовищем є або приймається за вихідне.

Вторинне іонізуюче випромінювання виникає в результаті взаємодії первинного іонізуючого випромінювання з даним середовищем.

Закони взаємодії іонізуючого випромінювання з речовиною є теоретичною й практичною основами радіаційного захисту, на них базуються методи розрахунку захисту й методи реєстрації іонізуючого випромінювання.

Іонізуюче випромінювання залежно від маси й заряду можна підрозділити на чотири групи:

важкі заряджені частинки – α -частинки, протони тощо;

легкі заряджені частинки – електрони й позитрони;

фотонне випромінювання – рентгенівське й γ -випромінювання;

нейтронне випромінювання – нейтрони різних енергій.

Із заряджених частинок у радіаційному захисті беруть до уваги α - і β -частинки, деякі мезони тощо. Вище було відзначено, що рентгенівське й γ -випромінювання належать до випромінювання, що складається з незаряджених частинок, і взаємодіють з речовиною за допомогою механізмів, які будуть розглянуті нижче. Механізм взаємодії заряджених частинок з поглинаючою речовиною полягає в тому, що частинка, пролітаючи крізь речовину, «розштовхує» атомні електрони своїм кулонівським полем, за рахунок чого втрачає свою енергію,

іонізуючи або збуджуючи атоми. Основне правило, застосовуване до всіх заряджених частинок, це правило, згідно з яким вони передають свою енергію поглинаючій речовині більш-менш постійно на своєму шляху. У такий спосіб заряджена частинка завжди виходить із поглиначу з меншою енергією, ніж вона мала до поглиначу, на відміну від якої γ -квант (незаряджена частинка) може пройти товстий захисний екран і на виході мати ту ж енергію, що й на вході.

При роботі фахівців з радіаційного захисту найбільший практичний інтерес представляє інтервал енергій частинок від декількох кеВ до 10 МеВ, при цьому розглядаються три основні механізми втрати енергії: іонізація, збудження й гальмування.

Іонізація атомів являє собою процес перетворення нейтральних атомів середовища під дією іонізуючого випромінювання в заряджені частинки – електрони й іони, тобто утворення пари іонів. У цьому процесі з нейтрального атома вибиваються електрони й він стає іоном. Комбінація вибитого електрона й іонізованого атома називається іонною парою. З різних матеріалів відомо, що на утворення іонної пари необхідна енергія 30–40 еВ. Ця енергія називається енергією утворення пари іонів ε . Для утворення однієї пари іонів у повітрі γ -випромінювання в середньому витрачає енергію $\varepsilon = 33,85$ еВ/пару.

Для кількісної оцінки іонізації атомів вводять поняття повної іонізації й лінійної щільності іонізації.

Повна іонізація N_n – це кількість пар іонів, утворених іонізуючим випромінюванням, на всьому шляху в середовищі:

$$N_n = \frac{E}{\varepsilon}, \quad (3.1)$$

де E – енергія іонізуючого випромінювання, еВ; ε – енергія утворення пари іонів, еВ/пару.

Лінійна щільність іонізації N_L (питома іонізація) – це кількість пар іонів, утворених іонізуючим випромінюванням на одиниці шляху:

$$N_L = \frac{N_n}{R} = \frac{E}{\varepsilon R}, \quad (3.2)$$

де N_n – повна іонізація пар іонів; R – лінійний пробіг.

Збудження атомів – це механізм втрати енергії, що є наслідком кулонівської взаємодії між зарядженою частинкою й електронами атома. Якщо при іонізації видалення електронів з орбіти відбувається шляхом їх вибивання з нейтрального атома, то при збудженні електрона передається енергія, недостатня для його вибивання, у результаті чого електрон переходить на більш високий енергетичний рівень, при цьому він утримується атомом і нейтральність атома не порушується. Цей процес не веде до утворення іонних пар і до появи вільних зарядів у речовині. При переході електрона на попередню орбіту випускається характеристичне випромінювання, енергія якого залежить від глибини переходу орбітального електрона. На кожен утворену пару іонів при іонізації атома припадає приблизно два-три збуджених атоми. Втрати енергії при іонізації й збудженні атомів називаються іонізаційними втратами.

Гальмування частинок у полі ядра. Втрати енергії іонізуючого випромінювання в полі ядра називають радіаційними втратами, вони являють собою зменшення енергії в результаті гальмування зарядженої частинки в полі ядра поглиначи й пов'язані з випусканням гальмівного випромінювання. Заряджені частинки, пролітаючи поблизу ядра атомів поглиначи, гальмуються в полі ядра й міняють напрямок свого руху. Причина виникнення гальмівного випромінювання – це та ж кулонівська сила, що відхиляє заряджену частинку, змінюючи напрямок її руху. У фізичному сенсі зміна

напрямку є уповільненням, тому що міняється напрямок вектора швидкості й зменшується величина швидкості через втрату енергії. Гальмівне випромінювання є фотонним випромінюванням з безперервним спектром, енергетичний діапазон якого входить до діапазону рентгенівських променів. Гальмівне випромінювання виникає в рентгенівських трубках, прискорювачах електронів тощо. Аналіз процесу втрати енергії на гальмівне випромінювання показує, що ці втрати прямо пропорційні енергії зарядженої частинки й квадрату атомного номера поглиначи й обернено пропорційні квадрату маси зарядженої частинки. Наприклад, втрати енергії протона приблизно в 2000^2 разів менші за втрати енергії електрона.

У випадку, коли поглинаючою речовиною є людське тіло, на іонізацію й збудження припадає 99 % поглиненої енергії, у той час як на гальмівне випромінювання – 1 % енергії.

Описані механізми схематично показано на рис. 3.1.

Гальмівна здатність G – це середня енергія, що втрачається зарядженою частинкою на одиниці свого шляху, вимірюється в одиницях кеВ/мкм. Гальмівна здатність є властивістю поглинаючої речовини й показує, наскільки втрачається енергія зарядженою частинкою в поглиначі.

Чим більша G , тим краще діє матеріал в якості захисту.

Зважаючи на те, що іонізаційні й радіаційні втрати залежать від кулонівських сил, G прямо пропорційна заряду взаємодіючих частинок і обернено пропорційна квадрату відстані між ними, тобто G залежить від заряду й атомного номера Z поглиначи, а фактор зворотного квадрата відстані враховується за середньою відстанню між атомами поглиначи. Звідси випливає залежність G від густини речовини поглиначи.

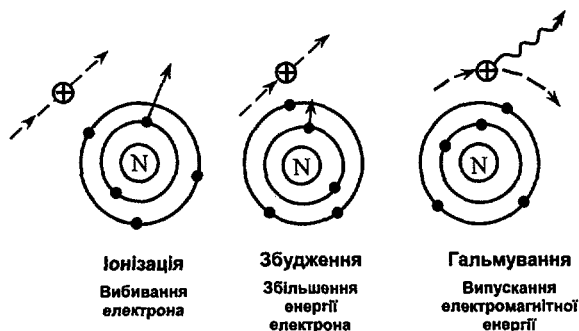


Рис. 3.1. Механізми втрати енергії зарядженими частинками

Низькоенергетичні (повільні) частинки більшою мірою піддаються впливові кулонівських сил, відповідно й втрати енергії в них будуть більшими, тому G зростає при зменшенні енергії частинок. Зміни величини G залежно від енергії, заряду частинок і атомного номера поглиначя показано на рис. 3.2. У α -частинок ($Z = 2$) G більша, ніж у β -частинок ($Z = 1$), а для свинцю ($Z = 82$) G більша, ніж для алюмінію ($Z = 13$) при даній енергії. Враховуючи, що G залежить від густини ρ поглинаючої речовини, то в практичних цілях користуються масовою гальмовою здатністю, тобто гальмівною здатністю на одиницю густини G/ρ . Тоді,

наприклад, лід, вода й пара будуть мати однакове значення G/ρ . Числові ж значення тільки G для цих речовин будуть різними, хоча хімічний склад їх ідентичний.

Лінійний пробіг R – це шлях, пройдений зарядженою частинкою до повної втрати кінетичної енергії, або мінімальна товщина поглиначя, необхідна для повного поглинання іонізуючого випромінювання. Поняття пробігу стосується тільки до заряджених частинок, фотонне випромінювання пробігу не має.

Якщо гальмівна здатність велика, то частинка буде вповільнюватися швидше й, звідси, пробіг буде малим, таким чином, пробіг обернено пропорційний гальмівній здатності.

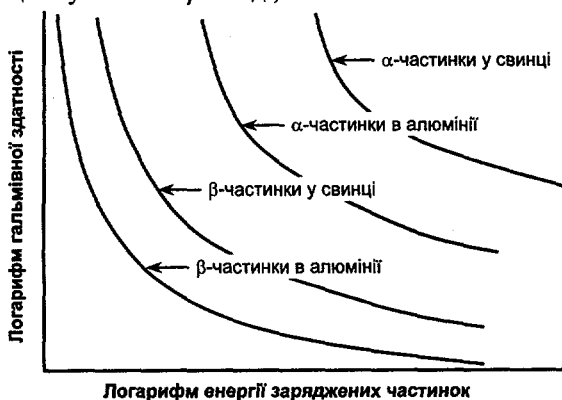


Рис. 3.2. Залежність гальмівної здатності від енергії частинок

Пробіг залежить від факторів кулонівської взаємодії – зарядів взаємодіючих частинок, густини речовини-поглиначя й енергії зарядженої частинки. Пробіг збільшується зі зростанням енергії випромінювання, пропорційний масі частинки й обернено пропорційний квадрату її заряду.

Криві залежності пробігу від енергії для деяких заряджених частинок показано на рис. 3.3. Ці криві є «дзеркальним відобра-

женням» кривих залежності гальмівної здатності від енергії (див. рис. 3.2).

Масовий пробіг R_m – це пробіг зарядженої частинки в одиницях маси, що є добутком лінійного пробігу R зарядженої частинки в даній речовині на густину цієї речовини ρ :

$$R_m = R \cdot \rho,$$

де R_m – масовий пробіг, г/см²; R – лінійний пробіг, см; ρ – густина поглиначя, г/см³.

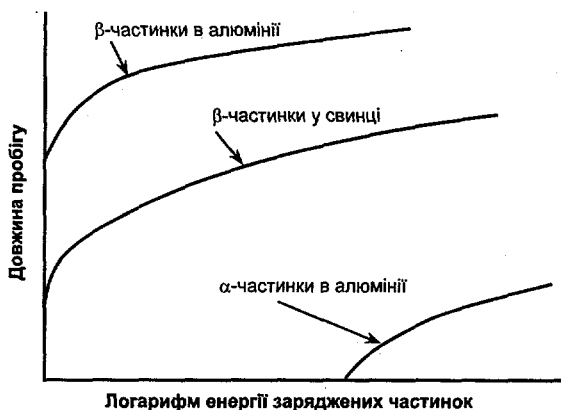


Рис. 3.3. Залежність пробігу від енергії

Якщо лінійний пробіг заряджених частинок у речовині залежить від її густини, то масовий пробіг стає незалежним від густини речовини поглиначя, тому товщину поглиначя зручніше визначати через масовий пробіг, тому що для частинок з однаковою енергією в різних речовинах поглиначя він має приблизно те саме числове значення.

Лінійна передача енергії заряджених частинок у поглинаючій речовині L – відношення середньої енергії dE , переданої поглинаючій речовині зарядженою частинкою, що рухається, внаслідок зіткнень при переміщенні її на відстань dl , до цієї відстані:

$$L = \frac{dE}{dl}.$$

Термін ЛПЕ тісно пов'язаний з гальмівною здатністю G . Основна відмінність полягає в тому, що ЛПЕ пов'язана з енергією, що передається поглинаючій речовині, у той час як G характеризує властивість поглинаючої речовини, показуючи наскільки ефективно заряджена частинка втрачає енергію в речовині, тобто наскільки ефективно поглинач відбирає енергію в зарядженої частинки.

Лінійна передача енергії має велике значення в радіаційному захисті, тому що з її використанням обчислюється коефіцієнт даного виду радіаційного поля. ЛПЕ, як і гальмівна здатність, вимірюється в кеВ/мкм.

3.2. Взаємодія важких заряджених частинок із речовиною

Взаємодії заряджених частинок поділяють на пружні й непружні. До *пружної* відносять таку взаємодію, під час якої сума кінетичних енергій взаємодіючих частинок до взаємодії й після зберігається незмінною. Таким процесом є пружне розсіювання. При *непружній взаємодії* частина кінетичної енергії зарядженої частинки передається утвореним частинкам або фотонам; інша частина кінетичної енергії передається атому або ядру на їхнє збудження або перебудову. До таких взаємодій належить непружне розсіювання, іонізація й збудження атомів, утворення гальмівного випромінювання.

Взаємодію важких заряджених частинок з речовиною розглянемо на прикладі α -частинок. Альфа-частинка – це ядро атома гелію, вона має подвійний позитивний заряд і чотири одиниці маси. Маса α -частинки дорівнює 4,002777 а. о. м. Розпаду, в основному, зазнають радіонукліди важких елементів. Енергія α -частинок E_α , що випускаються природними й штучними радіонуклідами, коливається в межах 4,0–9,0 МеВ. Так, у ^{239}Pu $E_\alpha = 5,15$ МеВ, у ^{210}Po – 5,3 МеВ, у ^{226}Ra – 4,777 МеВ. Швидкість руху α -частинок близько 10^9 см/с.

При проходженні через речовину товщиною x енергія α -частинки, в основному, витрачається на іонізацію й збудження атомів поглинаючого середовища (іонізаційні втрати), які при $E_\alpha > 0,1$ Мев можна виразити за допомогою формули

$$\frac{dE_\alpha}{dx} = \frac{4\pi e^4 z^2 Z n B}{m_0 V^2},$$

де E_α – кінетична енергія α -частинки; e – заряд електрона; z – заряд α -частинки; Z – порядковий номер поглиначка; n – число

атомів в 1 см^3 речовини; B – коефіцієнт гальмування; m_0 – маса спокою електрона; V – швидкість частинки.

Однією з найбільш характерних властивостей α -частинок є наявність у них певного пробігу. Середній пробіг R_α моноенергетичних α -частинок залежить від їхніх кінетичних енергій і звичайно його розраховують за емпіричними формулами.

Так, α -частинки з енергією $E_\alpha = 5$ МеВ пробігають у повітрі відстань 3,51 см, а з енергією $E_\alpha = 30$ МеВ – 68 см.

Довжина пробігу α -частинки в різних середовищах може бути визначена за формулою Бреґга

$$R_\alpha = \frac{\sqrt{A E_\alpha^3}}{\rho} \text{ мкм}$$

або за формулою Глессена

$$R_\alpha = \frac{A \sqrt{E_\alpha^3}}{\rho^3 \sqrt{Z^2}} \text{ мкм},$$

де E_α – енергія α -частинки, МеВ; A – атомна маса; Z – порядковий номер; ρ – густина речовини поглиначка, г/см³.

До кінця пробігу енергія α -частинки зменшується настільки, що вона вже не здатна здійснювати іонізацію і, приєднавши до себе два електрони, перетворюється в атом гелію. Повна іонізація для α -частинок складає кілька сотень тисяч пар іонів. Наприклад, α -частинка з енергією 7 МеВ, згідно з формулою (3.1), утворює

$$N_n = \frac{E}{\varepsilon} = \frac{7 \cdot 10^6 \text{ eВ}}{33,85 \text{ eВ/пару}} = 2 \cdot 10^5 \text{ пар іонів.}$$

Чим більша енергія α -частинки, тим більший її пробіг і більше утворених пар іонів.

Лінійна щільність іонізації також залежить від енергії α -частинки, але залежність зворотна – чим менша енергія частинки, а отже, й швидкість, тим більша ймовірність

взаємодії її з орбітальними електронами. Лінійну щільність іонізації повітря α -частинкою, наприклад для ^{210}Po ($E_\alpha = 5,3 \text{ MeV}$, лінійний пробіг $R = 3,87 \text{ см}$, енергія утворення пари іонів $\varepsilon = 33,85 \text{ eB/пару}$), визначимо за формулою (3.2)

$$N_L = \frac{E}{\varepsilon \cdot R} = \frac{5,3 \cdot 10^6}{33,85 \cdot 3,87} \approx 4 \cdot 10^4 \text{ пар іонів/см.}$$

Максимального значення питома іонізація досягає наприкінці пробігу. Лінійна щільність іонізації повітря вздовж пробігу α -частинки показана на рис. 3.4. З рисунка видно, що лінійна щільність іонізації розподіляється нерівномірно, зростає до кінця шляху, а потім різко падає до нуля. Наприклад, α -частинка з енергією $4,8 \text{ MeV}$ у повітрі

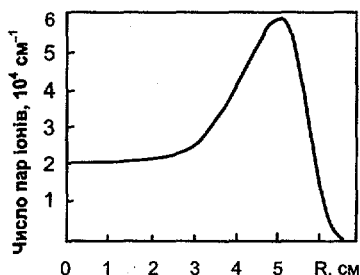


Рис. 3.4. Лінійна щільність іонізації повітря вздовж пробігу α -частинки

У поглиначі α -частинки з однаковою енергією (моноенергетичні) проходять практично ту саму відстань, тобто число α -частинок майже на всьому шляху пробігу постійно й різко падає до нуля наприкінці пробігу. Спектр розподілу пробігів моноенергетичних α -частинок показано на рис. 3.5. Диференціюючи інтегральну криву, можна отримати криву розподілу пробігів α -частинок близько середнього значення R_0 – середнього пробігу α -частинок.

Пробіг α -частинок практично прямолінійний через їхню велику масу, що пере-

на початку шляху утворює $2 \cdot 10^4$ пар іонів/см, а наприкінці шляху $6 \cdot 10^4$ пар іонів/см. Збільшення щільності іонізації наприкінці шляху з наступним різким зменшенням до нуля пояснюється тим, що α -частинка, зазнаючи гальмування в міру руху в речовині, втрачає свою швидкість; отже, збільшуються час проходження її через атом наприкінці шляху і, відповідно, імовірність передачі електрону енергії, достатньої для його виривання з атома.

Коли ж швидкість α -частинки стає порівнянною зі швидкістю руху атомів речовини, то α -частинка захоплює й утримує спочатку один, а потім і другий електрон і перетворюється в атом гелію – іонізація припиняється.

шкоджає відхиленню α -частинки від прямолінійного шляху під дією електричних сил атома. Незважаючи на високі значення енергій α -частинок, їхня проникна здатність і пробіг у край малі, наприклад у повітрі 4–10 см, а в м'яких тканинах людини, рідких і твердих речовинах буде становити кілька мікрон.

Максимальний пробіг α -частинок у повітрі при зміні енергії від 1 до 10 MeV міняється від $0,52$ до $10,5 \text{ см}$ і при $E_\alpha = 5 \text{ MeV}$ становить $3,52 \text{ см}$, а в біологічній тканині міняється від $7,2 \cdot 10^{-4}$ до $1,2 \cdot 10^{-2} \text{ см}$, при $E_\alpha = 5 \text{ MeV}$ $R_{\text{макс}} = 4,4 \cdot 10^{-3} \text{ см}$.

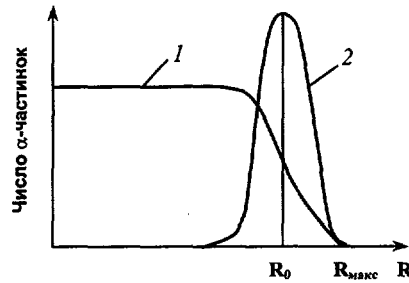


Рис. 3.5. Спектр розподілу пробігів моноенергетичних α -частинок:
1 – інтегральний; 2 – диференціальний

3.3. Взаємодія легких заряджених частинок із речовиною

Взаємодію легких заряджених частинок із речовиною розглянемо на прикладі β -частинок, що являють собою потік електронів або позитронів. Електрон і позитрон мають однакову масу й однаковий заряд, але різняться знаком заряду. Маса електрона дорівнює 0,000549 а. о. м. На відміну від α -частинок, β -частинки мають суцільний безперервний енергетичний спектр.

Залежно від енергії β -частинок розрізняють м'яке й жорстке β -випромінювання: β -частинки, що мають енергію до кількох десятків кілоелектрон-вольт, називають м'яким β -випромінюванням, а ті, що мають більшу енергію, – жорстким.

Процес проходження β -частинок через речовину більш складний, ніж процес проходження α -частинок. Енергія витрачається на іонізаційні й радіаційні втрати, на розсіювання β -частинок. Ядерні реакції протікають тільки при великих (більше 20 MeV) енергіях електронів.

Іонізаційні втрати β -частинок, так само як і для α -частинок, пов'язані з іонізацією й збудженням атомів поглиначя, але ймовірність взаємодії β -частинок з речовиною менша, ніж для α -частинок, тому що β -частинки мають у два рази менший заряд і в

багато разів меншу масу (у 7000 разів) у порівнянні з α -частинками. При іонізації β -частинки вибивають орбітальні електрони, які можуть здійснювати додаткову (вторинну) іонізацію. Повна іонізація являє собою суму первинної й вторинної іонізації. На 1 мкм шляху в речовині β -частинка створює кілька сотень пар іонів. Уповільнений електрон залишиться вільним або захопиться атомом й опиниться у зв'язаному стані, а позитрон анігілює.

Іонізаційні втрати залежать від числа електронів в атомах поглиначя. Число електронів в 1 см³ речовини можна обчислити зі співвідношення

$$n = \rho \cdot N_A \cdot \frac{Z}{A} = 6,023 \cdot 10^{23} \cdot \rho \cdot \frac{Z}{A},$$

де N_A – число Авогадро; A – атомна маса; ρ – густина поглиначя; Z – атомний номер елемента поглиначя.

Отже, іонізаційні втрати

$$\left(\frac{dE}{dx} \right)_{\text{іон}} \approx \rho \cdot \frac{Z}{A}.$$

При зміні Z відношення Z/A змінюється від 0,5 для легких речовин до 0,4 для свинцю, тобто для різних елементів відношення Z/A змінюється незначно (за винятком водню, у якого $Z/A = 1$), що дозволяє вважати це відношення приблизно постійним. Тому, виражаючи вимірювану товщину поглина-

ючого шару не в сантиметрах, а в г/см^2 , можна зробити висновок, що величина поглинання β -випромінювання даної енергії буде приблизно однаковою для всіх речовин.

Пролітаючи поблизу ядра атомів поглинач, β -частинки гальмуються в полі ядра й міняють напрямок свого руху. Зменшення енергії в результаті гальмування електрона в полі ядра поглинач (*радіаційні втрати*) пов'язане з випусканням гальмівного випромінювання.

Для β -частинок великих енергій (декілька Мев) відношення радіаційних втрат до іонізаційних визначається виразом

$$\eta = \frac{(dE/dx)_{\text{рад}}}{(dE/dx)_{\text{іон}}} = E_{\beta\text{макс}} \cdot \frac{Z}{800},$$

де $E_{\beta\text{макс}}$ – максимальна енергія для безперервного спектра β -частинок або початкова енергія моноенергетичних електронів; Z – атомний номер елемента, в якому відбувається гальмування електронів.

При певній енергії β -частинок радіаційні втрати порівнянні з іонізаційними. Ця енергія називається критичною. При рівності радіаційних і іонізаційних втрат критична енергія (E_0 , МеВ) визначається виразом

$$E_0 = \frac{800}{Z}.$$

Наприклад, для свинцю ($Z = 82$) критична енергія $E_0 = 800/82 \approx 10$ МеВ.

Зважаючи на те, що маса β -частинок невелика, для них характерний ефект розсіювання. Розсіювання β -частинок відбувається при зіткненнях з орбітальними електронами атомів речовини поглинач. При розсіюванні енергія β -частинки губиться великими порціями, в окремих випадках до половини. Розсіювання залежить від енергії β -частинок і від природи речовини поглинач: зі зменшенням енергії β -частинок і зі збі-

льшенням атомного номера речовини поглинач розсіювання збільшується.

У результаті розсіювання в поглиначі шлях β -частинок не є прямолінійним, як для α -частинок, і справжня довжина шляху в поглиначі може в 1,5–4 рази перевищувати їхній пробіг. Шар речовини, що дорівнює довжині пробігу β -частинок, що мають максимальну енергію, повністю загальмує β -частинки, які випускаються даним радіонуклідом.

Поглинання β -частинок із суцільним спектром відбувається за експоненціальним законом. Це пояснюється тим, що β -частинки різної енергії повністю поглинаються різними шарами поглинач:

$$\varphi = \varphi_0 \cdot \exp(-\mu d),$$

де φ_0 – початкова щільність потоку β -частинок; φ – щільність потоку β -частинок після проходження поглинач товщиною d ; μ – лінійний коефіцієнт ослаблення, що вказує частку β -частинок, поглинених в одиниці товщини поглинач.

Одним з найбільш характерних властивостей β -частинок, як і α -частинок, є наявність у них певного пробігу в поглинаючій речовині, причому в радіаційному захисті найчастіше використовуються наявні порівняно надійні й достатні дані як для максимальної енергії E_β , так і для максимального пробігу R_β . Графік залежності максимального пробігу β -частинок від їх максимальної енергії для кількох елементів наведено на рис. 3.6.

Найчастіше в якості захисного матеріалу від β -частинок застосовується алюміній. Емпіричні формули й таблиці залежності максимального пробігу β -частинок R_β (як і для α -частинок) від їх максимальної енергії E_β для алюмінію досить повно наведено в довідковій літературі.

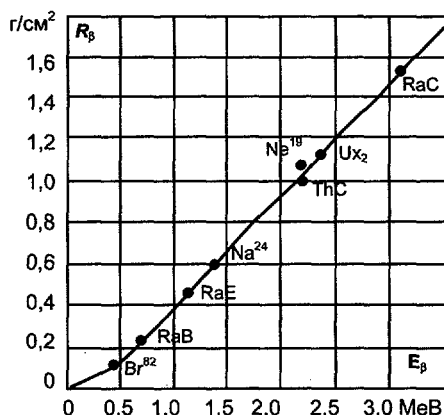


Рис. 3.6. Графік залежності максимального пробігу β -частинок від їх максимальної енергії

Максимальний пробіг β -частинки в повітрі при зміні енергії від 1 до 10 МеВ змінюється від 292 до 3350 см, а в біологічній тканині – від 0,335 до 4,3 см. При $E_\beta = 5$ МеВ R_β у повітрі дорівнює $1,7 \cdot 10^3$ см, а в біологічній тканині – 2,11 см.

3.4. Взаємодія γ -випромінювання з речовиною

Фотонне випромінювання належить до електромагнітного непрямого іонізуючого випромінювання й містить у собі рентгенівське й γ -випромінювання.

Походження рентгенівського й γ -випромінювань різне, але природа їх однакова: з точки зору класичної фізики – електромагнітне випромінювання (хвилі), а квантової – потік фотонів (квантів), тобто частинок. Двоїсту природу фотонного випромінювання треба розуміти так, що в одних явищах це випромінювання проявляє хвильові властивості (відбиття, переломлення, дифракція, інтерференція), в інших – властивості частинок, названих γ -квантами (фотоефект, ядерні реакції).

Незважаючи на різне походження, при взаємодії з речовиною рентгенівське й γ -випромінювання, маючи однакову енергію, проявляють однакові властивості. Механізм взаємодії фотонів з речовиною цілком відрізняється від взаємодії заряджених частинок. Заряджені частинки, проходячи через поглинаючу речовину, віддають їй частину або всю енергію, у той час як при проходженні фотонного випромінювання говорять про ймовірність його взаємодії з поглинаючою речовиною, причому ймовірність взаємодії експоненціально зростає зі збільшенням товщини поглиначя.

Особливістю γ -квантів при проходженні через речовину є те, що вони порівняно рідко зіштовхуються з електронами і ядрами, але при зіткненні, як правило, різко відхиляються від свого шляху, тобто практично вибувають із пучка. Друга відмінна риса γ -квантів у тому, що вони мають нульову масу спокою й, отже, не можуть мати швидкості, відмінної від швидкості світла, а це значить, що γ -кванти в середовищі не можуть уповільнюватися. Вони або поглинаються, або розсіюються, причому в основному на великі кути.

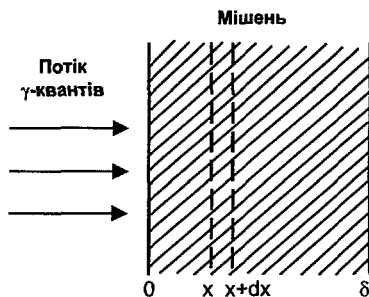


Рис. 3.7. Потік γ -квантів, що падає на плоску мішень

Для γ -квантів не існує поняття пробігу, максимального пробігу, втрат енергії на одиницю довжини. При проходженні пучка γ -квантів через поглинаючу речовину їхня енергія не міняється, але в результаті зіткнень поступово послаблюється інтенсивність пучка.

Нехай на поверхню плоскої мішені перпендикулярно до неї падає паралельний моноенергетичний потік γ -квантів (рис. 3.7).

Первинний пучок у речовині послаблюється за рахунок поглинання й розсіювання γ -квантів. Розсіюючись на електроні, γ -квант втрачає частину своєї енергії й міняє напрямок свого руху. Якщо позначимо через I потік падаючих γ -квантів, тобто число частинок, що проходять через 1 см^2 за 1 с , то пройшовши шар речовини dx , пучок ослабне на величину dI . Очевидно, що величина dI пропорційна величині потоку I на поверхні шару й товщині шару dx :

$$dI = -\mu \cdot I \cdot dx. \quad (3.3)$$

Знак мінус у правій частині рівняння показує, що в шарі dx щільність потоку γ -квантів зменшується на dI γ -квантів. Коефіцієнт пропорційності μ називається *повним лінійним коефіцієнтом ослаблення*. Якщо середовище однорідне, то коефіцієнт μ постійний. У цьому випадку, позначивши через I_0 щільність потоку γ -квантів на поверхні мішені й інтегруючи рівняння (3.3),

отримаємо закон ослаблення паралельного моноенергетичного пучка первинних γ -квантів у речовині:

$$I = I_0 \cdot \exp^{-\mu x}.$$

Повний лінійний коефіцієнт ослаблення пропорційний густині речовини, його порядковому номеру й енергії γ -квантів, тобто $\mu = \mu(\rho, Z, E_\gamma)$.

Якщо розділити повний лінійний коефіцієнт ослаблення на густину речовини, то отримаємо *масовий коефіцієнт ослаблення*, тобто $\mu_m = \mu/\rho$, що вимірюють в одиницях $\text{см}^2/\text{г}$ ($\text{м}^2/\text{кг}$), враховуючи те, що μ має розмірність см^{-1} (м^{-1}), а ρ – $\text{г}/\text{см}^3$ ($\text{кг}/\text{м}^3$). Він чисельно дорівнює частці моноенергетичних γ -квантів, що вибувають із пучка при проходженні шару мішені товщиною $1 \text{ г}/\text{см}^2$ ($1 \text{ кг}/\text{м}^2$) і залежить від порядкового номера речовини й енергії γ -квантів, тобто $\mu_m = \mu_m(Z, E_\gamma)$.

Крім цього розрізняють атомний і електронний коефіцієнти ослаблення:

μ_a – атомний коефіцієнт ослаблення, $\text{м}^2/\text{атом}$;

μ_e – електронний коефіцієнт ослаблення, $\text{м}^2/\text{електрон}$.

Зв'язок між коефіцієнтами визначається співвідношенням

$$\mu = \mu\rho = \frac{\mu_a \rho N}{A} = \frac{\mu_e \rho Z N_A}{A}.$$

Речовини з однаковими ефективними порядковими номерами мають рівні масові коефіцієнти ослаблення. Наприклад, масові коефіцієнти ослаблення близькі за значенням для води, кисню, азоту, повітря, вуглецю й біологічної тканини.

Якщо ослаблення відбувається за рахунок кількох різних процесів, то кожному процесу буде відповідати свій коефіцієнт ослаблення μ_i , а повний коефіцієнт ослаблення μ буде сумою всіх μ_i :

$$\mu = \sum_i \mu_i. \quad (3.4)$$

Фотонне випромінювання, проходячи через речовину, взаємодіє з орбітальними електронами і ядрами атомів і втрачає свою енергію в результаті наступних не залежних один від одного процесів: фотоелектричного ефекту (фотоефекту), комптон-ефекту, ефекту утворення пар електрон-позитрон.

Фотоефект – це така взаємодія фотонного випромінювання з атомами поглинаючої речовини, за якої фотон поглинається атомом, передає свою енергію одному з орбітальних електронів і вибиває його з атома (рис. 3.8). Фотоефект в основному спостерігається на електронах *K*- і *L*-оболонки.

Енергія фотона повинна бути близька до енергії зв'язку електрона в оболонці атома. Якщо енергія падаючого фотона більша від енергії, необхідної для видалення електрона з атома, то надлишкову енергію фотон передає електрону у вигляді кінетичної енергії

$$h\nu = E_{\text{зв}} + \frac{mv^2}{2},$$

де $h\nu$ – енергія фотона; $E_{\text{зв}}$ – енергія зв'язку орбітального електрона; $mv^2/2$ – кінетична енергія вибитого електрона.

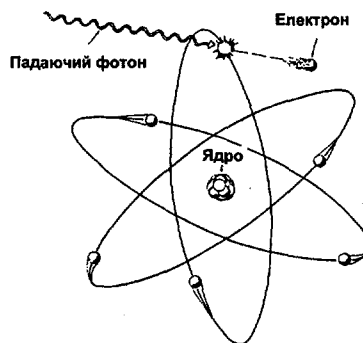


Рис. 3.8. Схема фотоефекту

Електрон, вилучений у такий спосіб з атома, називається *фотоелектроном*. Фотоелектрон рухається майже перпендикулярно до напрямку поширення поглинутого фотона, напрямком руху фотоелектрона близький до напрямку електричної напруженості електромагнітного поля; це свідчить про те, що фотоелектрон виривається з атома електричними силами.

Місце, що звільнилося в результаті фотоефекту, на даній оболонці може бути зайняте менш зв'язаним електроном з більш високої оболонки, і при цьому виділяється енергія у вигляді характеристичного випромінювання, що, у свою чергу, може викликати внутрішній фотоефект зовнішніх валентних електронів і вирвати їх з атома. Електрон, звільнений у такий спосіб з

атома, називається *електроном Оже*, а явище – *ефектом Оже*.

Залежність перерізу фотоефекту δ_ϕ від енергії фотонів і атомного номера поглинаючого середовища приблизно можна представити у вигляді

$$\left. \begin{aligned} \delta_\phi &\approx \frac{Z^5}{E_0} \quad \text{при } E_0 > m_0 c^2; \\ \delta_\phi &\approx \frac{Z^5}{E_0^{7/2}} \quad \text{при } E_0 < m_0 c^2, \end{aligned} \right\}$$

де δ_ϕ – переріз фотоефекту; Z – атомний номер поглинач; $E_0 = h\nu$ – енергія первинного поглиненого фотона; $m_0 c^2$ – енергія маси спокою електрона.

З наведених співвідношень видно, що при проектуванні захисту від низькоенергетичного фотонного випромінювання найбільш ефективно використовувати матеріали з великим атомним номером.

Фотоефект є головним механізмом поглинання фотонного випромінювання при енергії фотонів нижче 0,5 MeV для важких атомів і нижче 0,05 MeV для легких. Наприклад, фотоефект на атомах свинцю відбувається при енергії фотона нижче 600 кеВ, а на атомах алюмінію нижче 60 кеВ.

Комптон-ефект – пружне зіткнення фотонів з електронами зовнішньої оболонки атома, при якому фотон передає частину своєї енергії електрону й розсіюється (рис. 3.9). Відбитий фотон називається вторинним або розсіяним. Орбітальні електрони атома поглинач можна розглядати як вільні частинки, тому що енергія зв'язку електрона в атомі мала у порівнянні з енергією фотона, тому можна вважати, що енергія розсіяного фотона менша за початкову на кінетичну енергію вирваного з атома електрона.

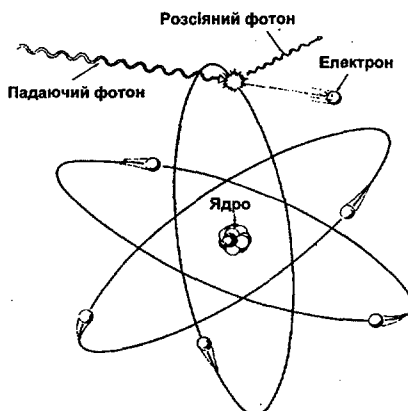


Рис. 3.9. Схема комптонівського розсіювання

Комптонівське розсіювання на вільному електроні – процес некогерентний, тому що в ньому відсутні ефекти інтерференції фотонів, розсіяних окремими електронами. Імовірність процесу некогерентного розсіювання зростає пропорційно до концентра-

ції електронів в одиниці об'єму речовини, тому переріз комптон-ефекту

$$\delta_k \approx NZ,$$

де N – число атомів в одиниці об'єму речовини.

Комптон-ефект спостерігається при енергії фотонів 0,5–10 MeB, якщо поглинач складається з легких атомів, і при енергії 0,5–5 MeB, якщо поглинач – важкі атоми. Комптон-ефект у свинці (рис. 3.10) починає переважати над фотоефектом в енергетичній області $E_\gamma > 0,5$ MeB. Зменшення лінійного коефіцієнта ослаблення μ_k з енергією більш плавне, ніж коефіцієнта μ_ϕ . В області

енергій $E_\gamma > 0,5$ MeB у свинці утворюється більше комптон-електронів, ніж фотоелектронів. Комптон-ефект стає незначним при енергіях 50–100 MeB.

Багаторазовий процес розсіювання за рахунок комптон-ефекту приводить, в остаточному підсумку, до того, що розсіяний фотон у результаті фотоефекту поглинеться атомом.

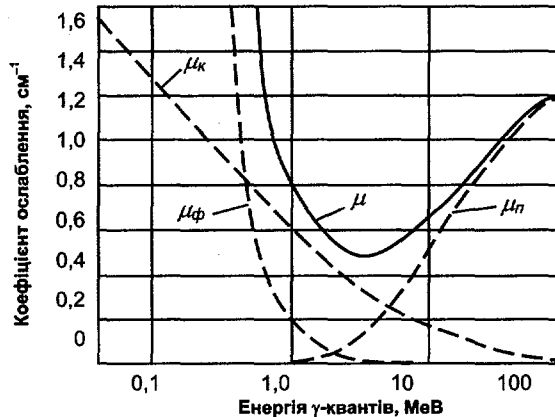
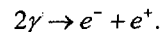


Рис. 3.10. Залежність коефіцієнтів лінійного ослаблення від енергії γ -квантів для свинцю: μ – повного; μ_ϕ – фотоелектричного поглинання; μ_k – комптонівської взаємодії; μ_n – ефекту утворення пар

Рух електронів у атомі взаємозалежний, тому, якщо фотонне випромінювання має енергію меншу, ніж енергія зв'язку орбітального електрона в атомі, то можливо, що випромінювання, розсіяне одним електроном, буде інтерферувати з випромінюванням, розсіяним іншим електроном. Цей процес називається когерентним розсіюванням, він стає помітним при малих енергіях фотонів і розсіювання відбувається без викидання електрона. При когерентному розсіюванні атом у цілому від фотонного випромінювання отримує незначну енергію. У практичних завданнях радіаційного захисту зазвичай використовуються коефіцієнти

ослаблення фотонного випромінювання без урахування когерентного розсіювання, що практично не приводить до зміни характеристик первинних фотонів. Лише в деяких випадках, наприклад при проходженні вузьких пучків випромінювання в речовині, когерентне розсіювання може дати істотний внесок у характеристику поля випромінювання.

Утворення пар – це така взаємодія фотонного випромінювання з речовиною, при якій енергія фотона в полі ядра переходить в енергію маси спокою і в кінетичну енергію електрона й позитрона (рис. 3.11):



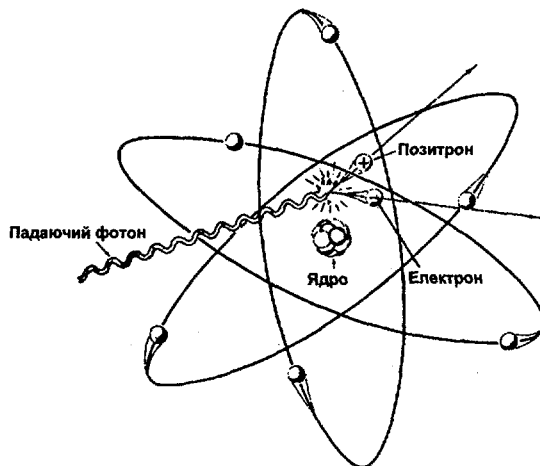


Рис. 3.11. Схема утворення електронно-позитронної пари

Така взаємодія може відбуватися при енергії фотона не менше 1,02 MeV і тільки в полі ядра. Ядро, відповідно до закону збереження імпульсу, приймає на себе частину імпульсу фотона. Якщо енергія фотона більше 1,02 MeV, то надлишкова енергія вноситься електроном і позитроном у вигляді кінетичної енергії. Баланс енергії при утворенні пар має вигляд

$$h\nu = E_{e^-} + E_{e^+} + 2m_0c^2, \quad (3.5)$$

де $2m_0c^2$ – подвійна енергія спокою електрона; E_{e^-} , E_{e^+} – кінетична енергія електрона й позитрона відповідно.

З рівняння (3.5) випливає, що чим більшою є енергія фотона, тим більшою буде кінетична енергія в електрона й позитрона. Позитрон через короткий час анігілює з утворенням двох вторинних фотонів: $e^- + e^+ \rightarrow 2\gamma$, кожний з яких має енергію 0,51 MeV і тому не може утворювати пару. З формули (3.5) також випливає, що процес утворення пар граничний, тобто при $E_\gamma < 1,02$ MeV імовірність утворення пар дорівнює нулю.

Зі збільшенням енергії фотонів імовірність утворення пар зростає пропорційно Z^2 . Із цього випливає, що поглинання фотонного випромінювання в результаті утворення пар спостерігається в основному в атомах важких елементів і не має практичного значення для легких ядер. Починаючи з енергії 10 MeV основне поглинання γ -квантів відбувається за рахунок ефекту утворення пар. При ефекті утворення пар енергія первинного фотонного випромінювання перетворюється в кінетичну енергію іонізуючих частинок (електрон, позитрон) і в енергію анігіляційного випромінювання. Повний лінійний коефіцієнт ослаблення μ як сума трьох коефіцієнтів μ_f , μ_k і μ_n зі збільшенням енергії спочатку зменшується (див. рис. 3.10), приймаючи мінімальне значення при енергії 3 MeV, а потім збільшується. Такий хід кривої пояснюється тим, що при низьких енергіях залежність $\mu(E_\gamma)$ обумовлюється фотоефектом і комптон-ефектом, а вже при енергіях більше 3 MeV у коефіцієнт μ основний внесок здійснює ефект утворення пар. Свинець найбільш

прозорий для γ -квантів з енергією близько 3 МеВ. Аналогічна залежність коефіцієнта $\mu(E_\gamma)$ спостерігається й для інших важких елементів. При проходженні моноенергетичного фотонного випромінювання через легку речовину одночасно може мати місце не більше двох ефектів взаємодії: фотоефекту й комптон-ефекту або комптон-ефекту й утворення пар. Для немоноенергетичного фотонного випромінювання здійснюються одночасно всі три типи взаємодії. Інтервали енергій фотонів, у яких один із трьох процесів взаємодії з речовиною є домінуючим, наведено в табл. 3.1.

Отже, фотонне випромінювання викликає іонізацію атомів поглинаючого середо-

вища тільки непрямою дією. Для дозиметрії особливо істотною є та частина енергії фотонного випромінювання, яка перетворюється в кінетичну енергію заряджених частинок.

У дозиметрії використовують так звані вузькі й широкі пучки фотонного випромінювання. Прикладом *вузького пучка* (колімованого) може служити γ -випромінювання, виділене за допомогою діафрагми (рис. 3.12). Діафрагма обмежує попадання розсіяного випромінювання на детектор. Вузький пучок використовують, наприклад, для градування дозиметричних приладів, в установках дефектоскопії металу тощо.

Таблиця 3.1. Інтервали енергій фотонів, у яких один із трьох процесів взаємодії фотонів з речовиною є домінуючим

Речовина	Інтервал енергій фотонів E, MeV		
	фотоефект	комптон-ефект	утворення пар
Повітря	$< 0,02$	$0,02 < E < 23$	> 23
Алюміній	$< 0,05$	$0,05 < E < 15$	> 15
Залізо	$< 0,12$	$0,12 < E < 9,5$	$> 9,5$
Свинець	$< 0,50$	$0,50 < E < 4,7$	$> 4,7$

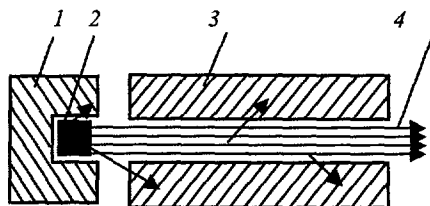


Рис. 3.12. Схема вузького пучка фотонів: 1 – контейнер; 2 – джерело випромінювання; 3 – діафрагма; 4 – вузький пучок фотонів

Як впливає з формули (3.4), повний лінійний коефіцієнт ослаблення обумовлений комптон-ефектом, фотоефектом і ефектом утворення пар:

$$\mu = \mu_{\phi} + \mu_{\kappa} + \mu_{\pi}.$$

Кожний з цих коефіцієнтів по-різному залежить від атомного номера поглиначя й

енергії фотонного випромінювання. Значення коефіцієнтів, залежно від енергії фотонного випромінювання, точно розраховані практично для всіх елементів. Для свинцю вони показані на рис. 3.10.

Коефіцієнти для інших поглиначів можна розрахувати через коефіцієнти ослаблення свинцю:

$$\mu_{\text{фх}} = \mu_{\text{фРb}} \cdot \frac{\rho_x}{11,34} \cdot \frac{207,2}{A_x} \cdot \left(\frac{Z_x}{82} \right)^4;$$

$$\mu_{\text{кх}} = \mu_{\text{кРb}} \cdot \frac{\rho_x}{11,34} \cdot \frac{207,2}{A_x} \cdot \frac{Z_x}{82};$$

$$\mu_{\text{пх}} = \mu_{\text{пРb}} \cdot \frac{\rho_x}{11,34} \cdot \frac{207,2}{A_x} \cdot \left(\frac{Z_x}{82} \right)^2;$$

де ρ_x , A_x , Z_x – відповідно густина, атомна маса й атомний номер елемента, для якого визначаються коефіцієнти ослаблення.

У більшості випадків у практиці розрахунку ослаблення фотонного випромінювання використовують *широкий пучок* (рис. 3.13), тобто пучок фотонів, де є розсіяне випромінювання, знехтувати яким не можна.

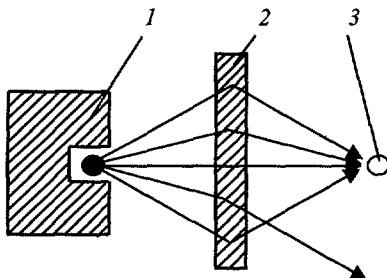


Рис. 3.13. Схема геометрії широкого пучка:
1 – джерело випромінювання; 2 – поглинач; 3 – детектор

Найбільше відхилення від експоненціального закону ослаблення широкого пучка спостерігається для тих енергій фотонів і тих речовин, для яких комптонівське розсіювання переважає над фотоефектом і ефектом утворення пар. Унаслідок наявності розсіяного випромінювання широкий пучок фотонного випромінювання послаблюється менше, ніж вузький. Розходження між результатами вимірювань вузького й широкого пучків характеризується фактором накопичення

$$B = \frac{I_{\text{шир}}}{I_{\text{вуз}}},$$

який залежить від геометрії джерела, енергії первинного фотонного випромінювання, матеріалу, з яким взаємодіє фотонне випромінювання, і його товщини, вираженої в безрозмірних одиницях μd .

Закон ослаблення для широкого пучка фотонного випромінювання виражається формулою

$$I_{\text{шир}} = I_0 \cdot \exp(-\mu d) B \approx I_0 \cdot \exp(-\mu_{\text{шир}} d),$$

де μ , $\mu_{\text{шир}}$ – лінійні коефіцієнти ослаблення для вузького й широкого пучків відповідно. Значення μ і B для різних енергій і матеріалів наведено в довідниках з радіаційної безпеки. Якщо в довіднику зазначений μ для широкого пучка фотонів, фактор накопичення враховувати не слід.

Зв'язок між лінійним коефіцієнтом ослаблення вузького μ і широкого $\mu_{\text{шир}}$ пучків, а також фактором накопичення B виражається співвідношенням

$$\mu_{\text{шир}} = \frac{\mu d - \ln B}{d}.$$

Якщо розглядається ослаблення дози, то співвідношення $D_{\text{шир}}/D_{\text{вуз}}$, що показує, у скільки разів збільшується доза, створювана широким пучком при використанні захисних екранів однакової товщини, має назву *дозового фактора накопичення*.

$$B_d = \frac{D_{\text{шир}}}{D_{\text{вуз}}}.$$

Значення дозових факторів накопичення для різних матеріалів наводяться в довідниках із радіаційної безпеки. Відповідно до даних для B_d із таблиць довідників випливає, що дозовий фактор накопичення при великих значеннях μd істотно перевищує 1, тобто доза, створювана за захисним екраном розсіяним випромінюванням широкого пучка, набагато перевищує дозу, створювану за тих самих умов випромінюванням вузького пучка. Зазначену важливу обставину необхідно враховувати при розрахунку захисних екранів від фотонного випромінювання.

3.5. Взаємодія нейтронів із речовиною

Не маючи електричного заряду, нейтрон не взаємодіє з електричним полем заряджених частинок і ядер атомів і може пройти значну відстань у поглинаючій речовині до зіткнення з ядром, тобто при проходженні через поглинаючу речовину нейтрони взаємодіють тільки з ядрами атомів.

Нейтрони мають досить широкий діапазон енергій – від часток до десятків мільйонів електрон-вольт. На практиці умовно прийнята така розбивка нейтронів за енергіями:

повільні, $E < 1$ кеВ. До цієї групи входять *ультрахолодні* ($E < 10^{-7}$ еВ), *холодні* ($10^{-7} < E < 5 \cdot 10^{-3}$ еВ), *теплові* ($5 \cdot 10^{-3} < E < 0,2$ еВ), *надтеплові* ($0,2$ еВ $< E < 1$ кеВ);
проміжні, 1 кеВ $< E < 0,2$ МеВ;
швидкі, $0,2 < E < 20$ МеВ;
надшвидкі, $E > 20$ МеВ.

Теплові нейтрони перебувають у термодинамічній рівновазі з атомами середовища, в якому вони поширені. Найбільш імовірна швидкість руху теплових нейтронів при

температурі 295 К (22 °С) становить 2200 м/с, а відповідна їй енергія – 0,025 еВ.

У полі ядра атома нейтрони, залежно від їхньої енергії, можуть зазнавати різних типів взаємодії: пружне й непружне розсіювання, радіаційне захоплення з випускненням фотона, захоплення з випускненням зарядженої частинки й поділ ядер.

Пружне розсіювання. У цьому виді взаємодії нейтрон розсіюється ядром, змінює напрямок руху, втрачаючи частину своєї енергії. Зважаючи на те, що при пружному розсіюванні повна кінетична енергія системи «нейтрон – ядро» залишається незмінною, існує простий зв'язок між енергією, переданою ядру, і кутом розсіювання:

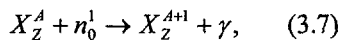
$$\frac{E_s}{E_0} = \frac{(A^2 + 2A\omega + 1)}{(A+1)^2}, \quad (3.6)$$

де E_0 і E_s – енергії до й після розсіювання відповідно; ω – косинус кута розсіювання в системі центра мас; A – атомна маса розсіюючого ядра.

Пружне розсіювання відіграє велику роль в ослабленні потоку швидких нейтронів. Найбільш ефективно ослаблення на одиницю маси спостерігається у водневмісних середовищах. Враховуючи, що маси протона й нейтрона практично однакові, при зіткненні з ядром водню нейтрон у середньому втрачає половину своєї енергії, при розсіюванні на ядрах вуглецю – приблизно 14–17 %, а при розсіюванні на ядрах аргону – не більше 8–9 %. Тому в якості сповільнювачів нейтронів найкраще використовувати водневмісні або легкі речовини – звичайну або важку воду, парафін, берилій, вуглець. У процесі пружного розсіювання енергія нейтрона поступово зменшується й наближається до енергії теплового руху атомів і молекул середовища, рівної приблизно 0,025 еВ, тобто такі нейтрони стають тепловими. Щоб нейтрон з початковою енергією 1 МеВ став тепловим, число

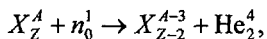
зіткнень із ядрами водню повинне бути $n = 25$. У вуглеці енергія досягає 0,025 eV після 100 зіткнень, а при взаємодії з ядрами урану – після 2100 зіткнень. Цей процес завершується приблизно через 10^{-6} с.

Тепловий нейтрон буде блукати в речовині доти, поки не буде захоплений одним з ядер атомів поглинаючого середовища, у результаті чого відбудеться реакція



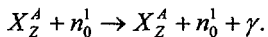
тобто утвориться ізотоп вихідного елемента, а надлишкова енергія, отримана ядром унаслідок такої перебудови, випускається у вигляді γ -кванта. Цей тип взаємодії називається *радіаційним захопленням з випускненням фотона*. У ядерних реакторах, де створюються потужні потоки теплових нейтронів, ядерна реакція зазначеного типу використовується для отримання штучних радіонуклідів. Можна вважати, що в інших речовинах нейтрони з енергією приблизно до 1 MeV переважно знають пружного розсіювання.

Не тільки теплові, але й швидкі нейтрони можуть бути захоплені ядрами атомів. У результаті відбудеться ядерна реакція з вильотом α -частинки, протона тощо, і утвориться ядро іншого елемента:



Цей тип взаємодії називається *радіаційним захопленням з випускненням зарядженої частинки*.

Непружне розсіювання. При захопленні нейтрона ядром може відбутися ядерна реакція, у процесі якої утвориться ядро вихідного нукліда, але при цьому енергія випущеного нейтрона менша від енергії захопленого:



У цьому випадку відбудеться процес непружного розсіювання, оскільки сумарна енергія системи «нейтрон плюс ядро» до

взаємодії не дорівнює енергії системи після взаємодії. Непружне розсіювання нейтронів має граничний характер. Воно може відбутися лише в тому випадку, якщо енергія падаючого нейтрона E_0 перевищить енергію E^* першого збудженого стану ядра-мішені. Після непружного розсіювання ядро-мішень залишається в збудженому стані, а енергія нейтрона дорівнює $E_0 - E^*$. Енергія збудженого ядра-мішені знімається шляхом випускнення одного або декількох фотонів, спектр яких визначається структурою енергетичних рівнів збудженого ядра.

Непружне розсіювання нейтронів істотно не лише для важких ядер. Якщо енергія нейтронів стає нижчою від порога непружного розсіювання, то через дуже слабе вповільнення він може пройти у важких матеріалах велику відстань. Для ослаблення таких нейтронів необхідно вводити в захист речовини з легкими ядрами, що ефективно послаблюють нейтронний потік унаслідок пружного розсіювання.

Необхідно відзначити, що поглинання нейтронів у реакції (3.6) належить до класу непружних взаємодій і для більшості елементів відбувається в області малих енергій нейтронів. Фотонне випромінювання, що виникає при радіаційному захопленні, має досить високу енергію (6–8 MeV) і часто відіграє визначальну роль у формуванні поля випромінювання за захистом. Це варто враховувати при виборі конструкційних матеріалів для проектування захисту. Радіаційне захоплення з випускненням α -частинок, протонів і т. д. (3.7) також належить до класу непружних взаємодій нейтронів з ядрами. Такі реакції залежать від енергії нейтрона й стають можливими в тому випадку, коли швидкий (з енергією більше 1 MeV) нейтрон передасть α -частинці або протону енергію, достатню для подолання потенційного бар'єра.

Поділ ядер. При захопленні нейтрона деякі важкі ядра здатні ділитися. Головним чином це ядра урану, торію, плутонію. У процесі поділу не тільки вивільняється більше одного нейтрона, але й виділяється енергія близько 200 МеВ на один акт поділу. Більшість продуктів поділу радіоактивні з різними періодами напіврозпаду. Завдяки процесу поділу ядер під впливом нейтронів існує можливість мирного використання ядерної енергії в народному господарстві.

Повний макроскопічний переріз Σ взаємодії нейтронів

$$\Sigma = \Sigma_s + \Sigma_a + \Sigma_f,$$

де Σ_s – макроскопічний переріз розсіювання, що включає в себе переріз пружного Σ_{el} і непружного Σ_{in} розсіювань ($\Sigma_s = \Sigma_{el} + \Sigma_{in}$); Σ_a – макроскопічний переріз, рівний сумі перерізів усіх реакцій, що супроводжують поглинання нейтрона:

$$\Sigma_a = \Sigma_{n,\gamma} + \Sigma_{n,p} + \Sigma_{n,\alpha} + \dots;$$

Σ_f – макроскопічний переріз поділу (для неподільних ядер $\Sigma_f = 0$).

Інформація про перерізи взаємодії з ядрами різних елементів наводиться в спеціальних довідниках.

Домінуючими процесами взаємодії нейтронів з поглинаючою речовиною для різних груп нейтронів є:

для швидких нейтронів – пружне розсіювання, хоча, як і для всіх інших груп, можливі зі значно меншим ступенем імовірності й непружне розсіювання, ядерні реакції, радіаційне захоплення;

для надшвидких нейтронів – зростає роль непружного розсіювання в порівнянні з пружним; істотний внесок дають ядерні реакції;

для проміжних нейтронів – найбільш характерним є непружне розсіювання, а також радіаційне захоплення;

для теплових нейтронів – радіаційне захоплення. Імовірність цього процесу пропорційна $1/V$, або $1/E^{1/2}$, тобто зростає зі зменшенням енергії (швидкості) нейтронів.

Таким чином, при всіх процесах взаємодії нейтронів із речовиною утворюються або заряджені частинки – ядра віддачі, α -частинки, протони, дейтрони і т. д., які безпосередньо здійснюють іонізацію, або γ -випромінювання, що, як було показано раніше, також здійснює іонізацію в результаті вторинних процесів.

На завершення розгляду процесів взаємодії іонізуючого випромінювання з речовиною необхідно відзначити, що елементарною подією у взаємодії випромінювання з поглинаючою речовиною є акт передачі енергії деякій масі речовини, причому ця передача енергії відбувається кінцевими порціями. Заряджені частинки при кожному акті взаємодії передають невелику, цілком визначену для даного середовища частку своєї енергії, що витрачається на іонізацію й збудження атомів середовища. Таким чином, для заряджених частинок (безпосередньо іонізуюче випромінювання) акт передачі й поглинання енергії якби сполучені в часі й просторі, тобто передача й поглинання енергії відбуваються в тому самому елементарному об'ємі.

При взаємодії непрямо іонізуючого випромінювання (нейтронів, фотонів) із речовиною процеси протікають по-іншому. Тут при одиничному акті взаємодії частка переданої енергії може бути різною й залежить від кута розсіювання фотонів при комптонівському ефекті або нейтронів при пружній взаємодії; у випадку фотоелектричного поглинання або утворення пар відбувається передача всієї енергії фотона в одиничному акті взаємодії. Утворені в процесі взаємодії заряджені частинки можуть здійснити іонізацію не тільки в тому елементарному об'ємі, де вони утворилися, але й поза цим

об'ємом. Отже, для непрямо іонізуючого випромінювання, на відміну від безпосередньо іонізуючого випромінювання, передача енергії речовині в елементарному акті взаємодії відбувається в одному елементарному об'ємі, а поглинання енергії – не тіль-

ки в даному об'ємі. Це означає, що для непрямо іонізуючого випромінювання енергії, що передана речовині в даному елементарному об'ємі в процесі взаємодії, не завжди дорівнює поглиненій енергії в цьому ж елементарному об'ємі.

Розділ 4. БІОЛОГІЧНА ДІЯ ІОНІЗУЮЧИХ ВИПРОМІНЮВАНЬ

Не знаючи про шкідливий вплив, першовідкривачі радіоактивних елементів були недостатньо обережні в поводженні з цими джерелами нових малодосліджених випромінювань. Так, у Марії Склодовської-Кюрі, яка стала однією з перших жертв епохи недостатнього розуміння небезпек, властивих використанню іонізуючих випромінювань, розвилася променева хвороба, від якої вона й померла в 1934 р.

Перші ж повідомлення про шкідливий біологічний вплив іонізуючих випромінювань з'явилися слідом за відкриттям рентгенівських променів. Наприкінці січня 1896 р. у Груббе, який брав участь у створенні рентгенівських трубок і проведенні експериментів з ними, розвився новий і незвичайний вид дерматиту рук, що був приписаний впливу рентгенівських променів. За порівняно короткий строк було виявлено, що рентгенівські промені викликають багато змін у людей, які з ними працюють, а також у піддослідних тварин. Спостерігалися такі види уражень: ерітематозний дерматит; біль в очах; випадіння волосся; загальні симптоми, наприклад утомля, слабкість, нудота й блювота; рак, що розвивається з хронічної виразки, що виникла у зв'язку з впливом рентгенівських променів; уповільнення росту костей; стерилізація самців кроликів і морських свинок; зниження числа лейкоцитів; зміни в кістковому мозку тощо.

Практично відразу було виявлено, що іонізуюче випромінювання викликає біологічні ушкодження. Але механізм його дії ще довго був невідомий. Констатовалося, що

α -, β - і γ -промені діють на живі клітини подібно до рентгенівських променів, викликаючи зміни тканин тваринних і рослинних організмів. Уперше це явище спостерігали П'єр Кюрі й Анрі Беккерель, що одержали опіки від ампул з радієм. Біологічна дія променів була важливим доводом на користь пошуку зв'язку між нею й іонізацією. Однак експериментальних доказів цього зв'язку ще не було через відсутність методів досліджень, які давали б можливість виявити іони, що утворюються в твердих і рідких речовинах, з яких складаються тканини.

4.1. Фонове опромінення людини

Заздалегідь відомо, що природний радіаційний фон існував до появи людини на Землі. Кожна людина зазнає природного опромінення, джерелами якого є космічне випромінювання й природні радіоактивні речовини, що знаходяться як у матеріалах земної кори, так і в тілі людини. Істотний внесок у природне опромінення людини вносить газ радон, що надходить з ґрунту й може накопичуватися у помешканнях. У багатьох місцях рівні природного опромінення перевищують середні значення в десятки й сотні разів. Підвищений радіаційний фон може бути обумовлений більш високим вмістом природних радіонуклідів на деяких територіях, більш потужним космічним випромінюванням у високогірних районах і підвищеними значеннями концентрацій радіоактивного радону в будівельних матеріалах житлових приміщень.

Людина зазнає впливу від природного радіаційного фону протягом кількох тисяч років, а деякі види живих організмів ще більш тривалий час. Перші мільйони років існування найпростіших форм життя протікали у високорадіоактивному середовищі, і ці форми істотно відрізнялися від існуючих сьогодні. Вплив радіоактивних випромінювань змінював структуру їхніх макромолекул і викликав виникнення нових форм. У процесі еволюції виникали більш-менш стійкі до радіації види. Відповідно до закону радіоактивного розпаду рівні природної радіоактивності знижувалися і досягли сучасного рівня. В останні сотні тисяч років значення природного радіаційного фону були відносно постійними.

У навколишньому середовищі існує велика кількість природних радіоактивних ізотопів. Промисловістю виробляються мільйони тонн калійних добрив, що вносяться в ґрунт, і, в остаточному підсумку, радіоактивний ізотоп калію-40 по харчових ланцюжках потрапляє в організм людини. Певна радіоактивність властива самому людському організмові. Тіло людини містить радіоактивні ізотопи калію й радію, які впливають на організм людини, здійснюючи кілька тисяч β -розпадів і сотні α -розпадів за секунду. При добуванні корисних копалин, руд, сланців і вугілля у навколишнє середовище також надходить значна кількість радіоактивних елементів.

У тіло людини постійно проникають космічні промені, частина яких викликає утворення штучних радіоактивних елементів. Людина – складна біологічна система, і якщо виключити вплив на неї малих доз радіації, то вона не зможе існувати. На жаль, як показує практика, населення має недостатньо повне уявлення про дію радіації на організм, і в основному люди сприймають цю проблему тільки з точки зору надмірної небезпеки. Так, у США є офіційні

статистичні дані про зв'язок смертельних випадків з діючими шкідливими факторами. Відповідно до цих даних на першому місці за смертністю на 100 тис. населення на рік знаходиться паління – 75 чоловік гине щорічно. Після цього ідуть такі фактори, як уживання алкоголю, їзда на автомобілі, електрика, плавання, пожежі, авіація, й тільки на 20-му місці за небезпекою перебуває атомна енергетика. Але, за результатами опитування громадської думки, атомна енергетика посідає перше місце за небезпекою. Аналіз опитувальних матеріалів свідчить про неправильне уявлення населення про небезпеку радіаційного впливу. Як видно, це пов'язане з недостатньою просвітницькою діяльністю й навмисним нагнітанням уявної небезпеки радіаційних впливів, підтримуваними засобами масової інформації в усьому світі.

Людина в процесі свого життя зазнає опромінення як від натуральних (природних), так і від штучних (створених людиною в результаті її діяльності) джерел іонізуючих випромінювань.

До основних натуральних джерел природного опромінення (природний радіаційний фон) належать космічне випромінювання, природні радіонукліди, що містяться в гірських породах і ґрунті, у повітрі, воді, їжі, та інкорпоровані в тканинах людини.

До антропогенних джерел належать установки, що генерують іонізуючі випромінювання, а також радіонукліди, що не існували в природі й створені людиною. За останні кілька десятиліть людина створила кілька сотень штучних радіонуклідів.

Діяльність людини на шляху науково-технічного прогресу приводить до зміни нею навколишнього середовища. У результаті цього збільшилися дози опромінення за рахунок природного радіаційного фону. Цю добавку до «нормального» природного фону, що є результатом діяльності людини,

зручно виділити як самостійну й назвати її – технологічно змінений природний радіаційний фон або техногенний радіаційний фон від природних джерел. Техногенний природний фон створюється, наприклад, при добуванні корисних копалин, використанні будівельних матеріалів і мінеральних добрив, що містять природні радіонукліди, при польотах на літаках на великій висоті тощо. При зіставленні лімітів дози, рекомендованої МКРЗ, і дози, отриманої індивідом, з метою радіаційного захисту не враховується «нормальний» рівень природного радіаційного фону. Однак до структури ліміту дози входить і техногенний компонент природного фону.

Сьогодні, у процесі використання атомної енергії створюються штучні джерела опромінення. Це відбувається при таких основних видах діяльності:

- виробництві й випробуванні ядерної зброї;

- виробництві електричної й теплової енергії (ядерний паливний цикл);

- здійсненні підземних ядерних вибухів;

- використанні транспортних енергетичних ядерних установок (криголами, судна, підводні човни);

- використанні радіоактивних речовин і інших джерел іонізуючих випромінювань у промисловості, медицині й у побуті;

- використанні радіоактивних речовин, ядерних установок у наукових дослідженнях.

Середньозважена річна ефективна доза опромінення населення земної кулі (без урахування аварійних ситуацій) становить близько 4 мЗв/рік^{-1} . Головними джерелами, які формують цю дозу, є опромінення під час медичних обстежень (30 %) і природні джерела іонізуючих опромінь (70 %), де

більше 50 % дози обумовлюється радоном у повітрі житлових приміщень.

Радон у повітрі житлових приміщень є основним дозоформуючим фактором майже в усіх країнах світу, тому проблема радону в усіх нормативних документах з радіаційного захисту розглядається не тільки обов'язково, але й окремо від інших.

Середні ефективні еквівалентні індивідуальні дози опромінення населення Землі й України від різних джерел природного походження та середній індивідуальний ризик опромінення наведено в табл. 4.1.

Усі природні джерела створюють середньорічну дозу випромінювання 1 мЗв . Але цей природний фон коливається в дуже широких межах. Розглянемо, наприклад, космічні промені. Річна доза зовнішнього опромінення від космічних променів мало залежить від географічної широти й значною мірою залежить від висоти. Зі збільшенням висоти вона зростає. Широтний ефект виникає через природу космічних променів (заряджені частинки). Коли вони наближаються до Землі, – її магнітне поле відхиляє їх від екватора до полюсів. У верхніх шарах атмосфери космічні промені складаються з 87 % протонів і 11 % α -частинок, інші 2 % – легкі ядра. Кілька сотень кілометрів земної атмосфери служать для них екраном. На цьому шляху склад космічних променів повністю змінюється. На рівні моря вони складаються з 63 % мезонів, 15 % електронів і 21 % нейтронів. Тому й не дивно, що зі збільшенням відстані від поверхні Землі змінюється величина дози космічного випромінювання. Залежність її від висоти представлено в табл. 4.2. Ця залежність прямо пов'язана зі зменшенням товщини захисного шару атмосфери.

**Таблиця 4.1. Середні річні ефективні еквівалентні індивідуальні дози
і середній індивідуальний ризик опромінення населення Землі й України**

Джерело опромінення	Населення Землі		Населення України	
	Доза за рік, мЗв	Ризик за рік	Доза за рік, мЗв	Ризик за рік
1. Природний фон	1,1	$6,1 \cdot 10^{-5}$	1,0	$5,4 \cdot 10^{-5}$
2. Техногенний природний фон, у т. ч.:	1,3	$7,1 \cdot 10^{-5}$	1,0	$5,7 \cdot 10^{-5}$
радон і торон у приміщеннях	1,3	$7,1 \cdot 10^{-5}$	1,05	$5,7 \cdot 10^{-5}$
добрива в сільському господарстві	—	—	0,0075	$4,1 \cdot 10^{-7}$
викиди вугільних електростанцій	—	—	0,002	$1,1 \cdot 10^{-7}$
користування автотранспортом	0,001	—	—	—
користування авіатранспортом	—	$5,4 \cdot 10^{-8}$	—	—
споживання радіолюмінісцентних товарів	0,001	$5,4 \cdot 10^{-8}$	—	—
3. Штучні джерела опромінення, у т. ч.	4,0–1,0	$2,2 \cdot 10^{-5}$	1,5	$8,5 \cdot 10^{-5}$
медичне опромінення (рентгенодіагностика та ін.)	4,0–1,0	$2,2 \cdot 10^{-5}$	1,4	$7,8 \cdot 10^{-5}$
випадання від випробувань ядерної зброї	0,01	$5,4 \cdot 10^{-7}$	0,01	$5,4 \cdot 10^{-7}$
ядерна енергетика	0,0006	$3,4 \cdot 10^{-8}$	0,0014	$7,8 \cdot 10^{-8}$
Усього:	2,8–3,4	$1,6 \cdot 10^{-4}$ $1,9 \cdot 10^{-4}$	3,5	$2,0 \cdot 10^{-4}$

Таблиця 4.2. Потужність дози космічного опромінення на різній висоті

Висота, м	Потужність дози, мкЗв/год	Висота, м	Потужність дози, мкЗв/год
Рівень моря	0,03	—	—
2000	0,1	12000**	5
4000*	0,2	20000***	13

**Таблиця 4.3. Річні дози опромінення населення за рахунок основних
природних джерел іонізуючих випромінювань у регіонах Землі
з нормальним радіаційним фоном, мкЗв**

Джерело випромінювання	За рахунок зовнішнього опромінення	За рахунок внутрішнього опромінення	Сумарна доза
Космічне	300	0	300
Радіонукліди земного походження: ^{40}K	120	180	300
ряд ^{238}U	90	1150	1240
ряд ^{232}Th	140	230	370

* Максимальна висота, на якій розташовані поселення людей.

** Максимальна висота польоту трансконтинентальних авіалайнерів.

*** Максимальна висота польоту надзвукового реактивного літака.

Основними радіоактивними ізотопами, які обумовлюють природну радіацію на Землі, є ізотопи трьох радіоактивних рядів (^{238}U , ^{235}U , ^{232}Th) і деякі радіонукліди, що не входять до цих рядів (^{14}C , ^{40}K , ^{87}Rb тощо). Рівень радіації в різних місцях земної кулі різний залежно від концентрації радіонуклідів у тій чи іншій ділянці земної кори. В окремих районах доза підвищеного природного фону може перевершувати середню дозу в десятки разів. Однак це ніяк не позначається на результатах процесу еволюційного розвитку корінного населення, що проживає в цих районах. Так, значні природні рівні радіації існують у Бразилії, на південно-заході Індії й у ряді інших країн. В Індії населення протягом багатьох поколінь отримує дозу за рахунок природного радіаційного фону в 20 разів більшу, ніж населення, яке зазнало опромінення на забруднених у результаті аварії на Чорнобильській АЕС територіях України, Росії й Білорусії й звідки це населення було евакуйоване. Причому в Індії не було виявлено ніяких шкідливих наслідків цього опромінення, як і в інших районах з підвищеним природним радіаційним фоном. Більше того, у жителів цих районів спостерігається більша тривалість життя і найменша частота ракових захворювань у порівнянні з населенням країни в цілому.

Радіоактивні речовини можуть знаходитися поза організмом й опромінювати його зовні; у цьому випадку мова йде про зовнішнє опромінення. Якщо ж вони потрапили всередину організму, тоді опромінення називають внутрішнім. З урахуванням цього в табл. 4.3 представлено внесок усіх основних джерел природного радіаційного фону в річну дозу опромінення людини в показниках ефективної еквівалентної дози.

Як видно з таблиці, приблизно 2/3 дози опромінення від природних джерел радіації людина отримує від радіонуклідів, що по-

трапили в організм з їжею, водою й повітрям. Доза внутрішнього опромінення від радіонуклідів вуглецю ^{14}C і тритію, які утворюються під впливом космічних променів, незначна. Значну дозу внутрішнього опромінення людина отримує від радіонуклідів радіоактивного ряду ^{238}U і меншою мірою від нуклідів ряду ^{232}Th . Цьому також сприяють і такі результати діяльності людини, як добування корисних копалин, використання мінеральних добрив (фосфатні руди) і будівельних матеріалів, що мають підвищений вміст радіонуклідів рядів урану й торію, спалювання викопного палива, зокрема вугілля, у результаті чого викидаються природні радіонукліди (^{226}Ra , ^{228}Ra , ^{232}Th тощо).

Однак найбільший внесок в опромінення населення вносить невидимий, що не має смаку й запаху, важкий газ (в 7,5 рази важчий за повітря) ^{222}Rn , дочірній продукт ^{226}Ra . ^{222}Rn і ^{226}Ra – члени радіоактивного ряду ^{238}U . Приблизно в 20 разів менший внесок у дозу дає ще ^{220}Rn (Tn) (торон) – член радіоактивного ряду ^{232}Th . Більша частина опромінення походить не від самого радону, а від дочірніх продуктів його розпаду. Відповідно до оцінки Наукового комітету з дії атомної радіації (НКДАР) ООН 3/4 річної індивідуальної ефективної дози створює радон разом зі своїми дочірніми продуктами розпаду. Основну дозу опромінення від радону і його дочірніх продуктів людина отримує, перебуваючи в закритому приміщенні. Концентрація радону в приміщенні значною мірою залежить від того, з яких будівельних матеріалів воно побудоване. Порівняння різних питомих активностей будівельних матеріалів наведено в табл. 4.4.

Зі штучних джерел радіації найбільше значення має опромінення в процесі медичних процедур (рентгенодіагностика, рентгено- і радіотерапія). Середня індивідуальна

доза за рахунок цього становить близько 1,4 мЗв/рік. Опромінення населення за рахунок глобальних радіоактивних випадань, після припинення ядерних випробувань в атмосфері в 1963 р. почало зменшуватися, і

річні дози сьогодні становлять менше 1 % дози від природних джерел. Слід зазначити, що телеглядач біля кольорового телевізора отримує середню річну дозу близько 0,25 мЗв, що становить 25 % природного фону.

Таблиця 4.4. Середня питома активність будівельних матеріалів

Будівельний матеріал	Вміст радію і торію, Бк/кг
Дерево	1,1
Природний гіпс	29
Пісок і гравій	~ 34
Портландцемент	~ 45
Цегла	126
Граніт	170
Зольний пил	341
Глинозем	496
Фосфогіпс	574
Кальцій-силікатний шлак	2140
Відходи уранових збагачувальних підприємств	4625

Експлуатація АЕС при нормальних режимах приводить до середньої ефективної еквівалентної дози персоналу промислових реакторів, що дорівнює 7,5–10 мЗв/рік, а для населення, яке проживає поблизу АЕС, – до середньої дози 0,002–0,01 мЗв/рік. Ці цифри відображають ситуацію при нормальній експлуатації АЕС. Однак завжди існує небезпека аварій, наслідки яких можуть призвести до значно більших доз опромінення населення. Можливі величини цих уражень ілюструють наслідки аварії на Чорнобильській АЕС.

У результаті аварії на Чорнобильській АЕС була повністю зруйнована активна зона реакторної установки й викинута в навколишнє природне середовище величезна кількість радіоактивних речовин. Викид 100 % інертних радіоактивних газів (криптону Kr і ксенону Xe) склав близько 50 МКі. В основному величина викиду визначалася ізотопами ^{137}Cs (близько 2,4 МКі) і ^{131}I (46 МКі). Для порівняння, загальна кількість ^{137}Cs , що викидалася в атмосферу

при всіх випробуваннях атомних бомб у минулому, становила 26 МКі). Ряд співробітників із числа експлуатаційного персоналу й пожежної охорони атомної станції отримали значні дози опромінення. З районів України, Білорусії й Росії, що зазнали радіоактивного забруднення, було евакуйовано близько 300 тис. чоловік. Великі території цих країн зазнали забруднення, а радіоактивні випадання були зареєстровані в усіх країнах північної півкулі.

Під час ліквідації наслідків аварії найвищі дози були зареєстровані приблизно в 600 співробітників, які ліквідували аварійну ситуацію і які знаходилися на промислово-му майданчику Чорнобильської АЕС під час аварії. Більшість значимих доз було отримано від зовнішнього опромінення. Наявність гострої променевої хвороби було підтверджено в 134 працівників, які ліквідували аварійну ситуацію. Сорок один з них отримали дозу опромінення всього тіла від зовнішнього опромінення близько 2,1 Гр. У 50 чоловік доза знаходилася в межах

2,2–4,1 Гр, у 22 – 4,2–6,4 Гр, у 21 – 6,5–16 Гр. Дози опромінення шкірних покривів від β -випромінювання, розраховані для деяких пацієнтів з гострою променевою хворобою, знаходилися в межах від 400 до 500 Гр. Середня величина індивідуальної річної дози, отриманої в 1986 р. для такої критичної групи, як кадровий персонал співробітників Чорнобильської АЕС з урахуванням пожежних, які прийняли на себе основний дозовий удар, становила 0,31 Гр.

З найбільш забруднених областей України й Білорусії було евакуйовано більше ста тисяч чоловік. Дози, отримані цією категорією осіб, різнилися залежно від віку, місця проживання й часу евакуації. У жителів міста Прип'яті, які були евакуйовані протягом 48 годин після аварії, середня доза опромінення щитовидної залози оцінена в 0,17 Гр (0,07 Гр – у дорослих, 2 Гр – у дітей). У цілому для всього евакуйованого населення середня доза опромінення щитовидної залози становила 0,47 Гр. Інші дози опромінення, що впливають на органи й тканини, були значно меншими від доз, накопичених щитовидною залозою.

Дози опромінення щитовидної залози в деякій частині дитячого населення забруднених територій, звідки не проводилася евакуація, перевищували 1 Гр. Серед жителів даної місцевості дози на щитовидну залозу в дорослих були в 10 разів меншими від доз у дітей. Середня індивідуальна доза на щитовидну залозу становила близько 0,2 Гр.

Починаючи з 1987 р., дози, одержувані населенням забруднених територій, обумовлювались, головним чином, зовнішнім опроміненням за рахунок ^{134}Cs і ^{137}Cs у ґрунті, а також внутрішнім опроміненням, обумовленим споживанням забруднених продуктів харчування. Іншими факторами тривалого радіаційного опромінення були споживання продуктів харчування, забруднених ^{90}Sr , а також вдихання аерозолів, що

містять ^{239}Pu , але ці фактори були незначними. Зовнішнє й внутрішнє опромінення за рахунок ^{134}Cs і ^{137}Cs призвели до утворення відносно рівномірних доз у всіх органах і тканинах тіла. Середні ефективні дози за рахунок ^{134}Cs і ^{137}Cs , одержувані протягом перших 10 років після аварії жителями забруднених територій, становили приблизно 10 мЗв.

4.2. Дія випромінювань на організм

Вплив іонізуючого випромінювання на організм людини можна умовно підрозділити на зовнішнє, контактне, внутрішнє й хронічне. Хоча в практиці роботи на АЕС зустрічаються випадки комплексного впливу.

Зовнішнє опромінення підрозділяють на опромінення всього тіла, місцеве, дробне й гостре. Величина вражаючої дії зовнішнього опромінення визначається не тільки дозою, але й глибиною проникнення радіації в тканині організму. Так, космічні й γ -промені пронизують людину наскрізь; β -випромінювання радіоактивних ізотопів проникає на глибину до 4–5 см; α -частинки випромінюючих ізотопів уже не можуть подолати роговий шар шкіри людини товщиною 0,1–0,3 мм.

Зовнішнє опромінення всього тіла, з урахуванням його внеску в індивідуальні й колективні дози, є основним на АЕС. Його джерела – це γ -випромінювання ядерного реактора, технологічних контурів, устаткування з радіоактивними середовищами й будь-які поверхні, забруднені радіоактивними речовинами. Істотно менший внесок у зовнішнє опромінення персоналу АЕС роблять нейтронне й β -випромінювання.

Місцеве (локальне) опромінення – опромінення частини організму.

Дробне опромінення – опромінення, здійснюване багаторазово з інтервалами між окремими впливами.

Гостре опромінення – однократне короточасне опромінення, коли організм отримує значну дозу. Воно може відбутися в результаті радіаційної аварії або грубих порушень правил радіаційної безпеки.

Хронічне опромінення – постійна дія іонізуючого випромінювання протягом тривалого часу.

Контактне опромінення – це різновид зовнішнього опромінення, коли радіоактивна речовина або джерело іонізуючого випромінювання контактує зі шкірним покривом організму. Наприклад, це може відбутися, якщо людина візьме незахищеними руками радіоактивну речовину або джерело іонізуючого випромінювання. Шкіра рук при цьому піддається інтенсивному опроміненню. Глибина й величина ураження будуть у цьому випадку залежати від дози, виду й енергії іонізуючих випромінювань. Характер і міцність фіксації радіоактивних речовин поверхнею шкірного покриву в дрібних борозенках, порах, протоках потових і сальних залоз залежить від фізичних особливостей і хімічного складу радіоактивної речовини й стану шкірного покриву. Чим сильніша розчинність забруднюючої речовини, тим більша ймовірність тісного контакту її зі шкірним покривом.

При безпосередньому впливі на шкіру іонізуючого випромінювання на ній можуть з'явитися окремі або згруповані пухирці, спостерігається згладжуваність малюнка шкіри, ясне потовиділення на пальцях при сухості долонь. У випадку хронічного ураження шкіри іонізуючим випромінюванням пізніше можуть з'явитися доброякісні новоутворення, старече зів'янення шкіри. Тривалий вплив іонізуючих випромінювань часто є причиною хронічних дерматитів. При своєчасній дезактивації забруднених ділянок шкіри променевих уражень, як правило, не відбувається.

Внутрішнє опромінення відбувається за рахунок радіонуклідів, що проникли усередину організму через органи дихання, шлунково-кишковий тракт (ШКТ) і шкірні покриви.

Біологічний ефект при внутрішньому опроміненні організму значно вищий. У цьому випадку збільшується час опромінення (опромінення відбувається постійно), зменшується геометричне ослаблення потоку енергії (джерело розташоване впритул), неможливе застосування захисту й відбувається концентрація радіонуклідів в окремих органах вибірково.

Найнебезпечнішим є інгалаційний шлях надходження радіоактивних речовин – через великий об'єм легеневої вентиляції й більш високий коефіцієнт захоплення й засвоєння ізотопів з повітря (табл. 4.5).

При проникненні радіоактивних речовин усередину організму через органи дихання у вигляді пилу, газів, парів частина з них осаджується на слизовій оболонці верхніх дихальних шляхів, звідки потім може потрапити в шлунок. Але найбільшу небезпеку представляють ті радіоактивні речовини, які осаджуються в альвеолах легенів (частинки розміром менше 5 мкм), і особливо частина тонкодисперсних частинок (розмір менше 1 мкм, до 70 % затримується в легенях), які можуть проникати в загальний кровоток, а потім вибірково відкладаються у різних тканинах. Потрапляння радіонуклідів у легені в кількостях, що значно перевищують допустимі, може супроводжуватися різними змінами в легеневій тканині (наприклад, пневмосклероз), а при тривалому впливі може виникнути рак легенів.

Інертні радіоактивні гази (аргон, ксенон, криптон тощо) потрапляючи через легені в кров, через якийсь час повністю видаляються з організму. Присутність їх у повітрі обумовлює радіаційну небезпеку тільки зовнішнього опромінення.

Таблиця 4.5. Усмоктування та виведення радіоактивних ізотопів організмом

Елемент	Ізотоп	Процент усмоктування		Період напіввиведення, діб	
		з ШКТ	з легенів	біологічний	ефективний
Тритій	³ H	100	100	12	12
Вуглець	¹⁴ C	100	75	10	10
Натрій	²⁴ Na	100	75	11	0,6
Фосфор	³² P	75	63	257	13,5
Сірка	³⁵ S	100	75	90	443
Калій	⁴⁰ K, ⁴² K	100	75	58	0,52
Кальцій	⁴⁵ Ca	60	55	16400	152
Рубідій	⁸⁶ Rb	100	75	45	13,2
Стронцій*	⁸⁹ Sr	30–80	40–50	13000	50,3
	⁹⁰ Sr				5700
Цирконій	⁹⁵ Zr	0,01–0,05	25	450	56,0
Ніобій	⁹⁵ Nb	0,02–0,2	25	760	33,5
Рутеній	¹⁰⁶ Ru	3	27	16	15
Йод	¹³¹ I	100	75	138	7,6
Ксенон	¹³³ Xe	100	75	–	–
Цезій	¹³⁷ Cs	100	75	70	65
Барій	¹⁴⁰ Ba	100	75	70	65
Церій	¹⁴⁴ Ce	0,01–0,05	25	563	191
Полоній	²¹⁰ Po	6	28	30	25
Радон	²²² Rn	100	75	–	–
Радій*	²²⁶ Ra	30	40	8100	1800
Уран	²³⁸ U, ²³⁵ U	0,3	25	200	200
Плутоній*	²³⁹ Pu	0,1–0,01	25	65000	6,3 · 10 ⁴

* Див. текст далі.

Можна назвати такі джерела аерозольного забруднення повітря на АЕС: випаровування радіоактивних речовин і конденсація їх на неактивних частинках; забруднення неактивного пилу при протіканнях теплоносія; активація нерадіоактивних частинок потоками нейтронів; забруднення повітря при його русі під дією вентиляторів через приміщення, де є забруднення поверхонь підлог, стін, устаткування.

Дрібнодисперсні радіоактивні речовини забруднюють не тільки повітря, а також спецодяг, шкірні покриви й з них можуть потрапляти в ШКТ. При усмоктуванні з ШКТ, так же як і з легенів, частину речо-

вин, що надходить у кров, характеризує коефіцієнт усмоктування (див. табл. 4.5). Далі вони, відповідно до їхніх хімічних властивостей, накопичуються в окремих органах, піддаючи їх опроміненню, наприклад:

радій, фосфор, стронцій, барій – у кістках;

церій, прометій, америцій, кюрій, лантан – у печінці;

плутоній – у легенях, кістках;

йод – у щитовидній залозі;

уран – у легенях, нирках, кістках;

тритій, вуглець, натрій, кобальт, цезій розподіляються в організмі рівномірно.

Найнебезпечніші при потраплянні всередину організму α -випромінюючі радіонукліди. Пробіг α -частинок малий і їхня енергія повністю поглинається поблизу місця знаходження радіонукліда. Ступінь небезпеки радіонукліда також характеризується швидкістю його виведення з організму. Як правило, не затримуються в організмі ті радіонукліди, які однакові з елементами, уживаними людиною з їжею (натрій, хлор, калій тощо). Вони виводяться разом з такими ж речовинами. Деякі ж елементи, потрапивши в організм, важко з нього виводяться (уран, торій, плутоній).

Час, протягом якого кількість даного хімічного елемента в організмі зменшується вдвічі внаслідок фізіологічного обміну, називається *періодом біологічного напіввиведення* $T_{\text{біол}}$. Для радіонукліда час знаходження в організмі залежить також і від періоду напіврозпаду. Тому для радіонуклідів уведено поняття ефективного періоду напіввиведення.

Ефективним періодом напіввиведення $T_{\text{еф}}$ називається час, протягом якого кількість радіонукліда (його активність) в організмі зменшується вдвічі:

$$T_{\text{еф}} = \frac{T_{1/2} \cdot T_{\text{біол}}}{T_{1/2} + T_{\text{біол}}}, \quad (4.1)$$

де $T_{1/2}$ – період напіврозпаду радіонукліда.

З формули (4.1) випливає, що якщо період напіврозпаду малий, а період біологічного напіввиведення великий, то $T_{\text{еф}}$ буде визначатися $T_{1/2}$ і навпаки. Як приклад у табл. 4.5 наведено значення ефективного періоду напіввиведення деяких радіонуклідів.

Деякі радіонукліди з часом досягають рівноважного стану в організмі. Двадцять радіонуклідів не досягають рівноваги в організмі за період життя людини (50–70 років) (у табл. 4.5. позначені зірочкою).

Радіонукліди з великим періодом напіврозпаду здійснюють постійне опромінення

організму, навіть після припинення роботи з ними. Особливо небезпечні ті з них, які концентруються поблизу кісткового мозку, у кістках (стронцій, плутоній). Поеднання фізичних і хімічних властивостей даного радіонукліда визначають ступінь його радіотоксичності й, відповідно, величини дозових лімітів.

4.3. Залежність «доза - ефект»

Радіобіологією накопичений великий обсяг інформації про закономірності впливу радіоактивних випромінювань на живі системи взагалі й клітину зокрема. Однак цього замало для кількісної оцінки зв'язку між дозою та якістю випромінювання, часом впливу й реакцією клітини й т. д., тобто між дозою й ефектом. Для такої кількісної оцінки необхідні також всебічні знання конкретних внутрішньоклітинних структур (їхнього устрою, форми, розмірів) і послідовний розвиток теоретичних уявлень радіобіології.

Перша потреба в теорії виникла тоді, коли стали очевидними два різючих спостереження, вичерпного пояснення яким нема, мабуть, дотепер.

Перше спостереження встановило, що під час впливу іонізуючого випромінювання на клітину поглинання незначної кількості енергії може давати значний біологічний ефект. Наприклад, смертельна доза іонізуючого випромінювання для ссавців дорівнює 10 Гр. Поглинена енергія, що відповідає цій дозі, підвищує температуру людського тіла не більше ніж на 0,0001 °С. Цей «радіобіологічний парадокс» із самого початку показував, що вся справа в особливостях передачі енергії випромінювання якимсь високочутливим структурам – «мішеням».

Друге спостереження встановило, що геометричні криві, які характеризують залежність «доза – ефект», при дії радіації й

хімічних агентів (наприклад, отрут) різко різняться. У випадку використання отрут, по-перше, спостерігається граничний ефект, а зі збільшенням дози отрут досягається стовідсоткова загибель. При впливові іонізуючої радіації зростання дози теж приводить до посилення загибелі клітин. Але тут найменші її дози вже викликають загибель окремих клітин (безпороговий ефект); а з іншого боку, навіть при дуже великих дозах не виключається можливість виживання окремих клітин.

Була висунута теорія «попадання», принципи якої актуальні й сьогодні. Суть їх полягає в наступному: поглинання енергії – це квантований процес, що підкоряється статистичним закономірностям, принципу Пуассона, тобто спостережуваний ефект (наприклад, загибель клітини) відбувається тільки тоді, коли відбудеться попадання частинок у чутливий об'єм усередині клітини (мішені). Розрахункова крива для такої моделі взаємодії виявилася дуже схожою на реальні криві «доза – ефект», отримані в експериментах. Аналіз форми цих кривих дозволив ще багато чого довідатися про сутність радіаційного ураження клітин, наприклад про кількість необхідних попадань у мішень.

Шлях до розуміння причин надзвичайної біологічної ефективності іонізуючої радіації відкриває наступна теорія – теорія мішені. Перші її кроки – розрахувати об'єм мішені. Їхні результати відразу все пояснювали – малі порції енергії іонізуючої радіації тільки тоді можуть дати сильний ефект, коли вони падають на малу мішень. Наступне питання, на яке відповіла теорія мішені – яка природа мішені? Відповідь: критичною структурою в клітині може служити хроматин клітинного ядра, хромосоми, ще точніше молекули ДНК. Пізніше за допомогою мікропучків іонізуючих частинок, діаметром менше 0,1 мкм, вдалося показати,

що смертельна доза для клітини на ядро в 10–100 разів менша, ніж при опроміненні інших її частин.

У рамках теорії мішені вдається зробити висновки, що відповідають спостереженням в експериментах: при найменших дозах ушкодження ДНК в окремих клітинах може все-таки виникнути, у той час як при дуже великих дозах одиничні клітини можуть залишитися непошкодженими. Зі зростанням дози опромінення зростає частка клітин, що зазнали опромінення, а не ступінь ефекту в них. Тільки та частина радіації, що витрачається в об'ємі мішені – ДНК, і призводить до значимих результатів.

У процесі розвитку радіобіології було проведено дослідження, що істотно ускладнили картину радіаційного ураження клітини. Виявляється, що виниклі в клітині під впливом радіації первинні ушкодження, можуть потім, згодом, посилюватися й заглиблюватися. Структурами, на яких розігруються дії цих механізмів посилення променевого ураження, є клітинні мембрани. У результаті цих досліджень зроблено наступний крок у розумінні механізму променевого ураження клітини. Зроблено висновки про існування поряд з основною мішенню – ДНК також другої за значимістю мішені – мембрани. Багато чого з досягнень у радіобіології променевого ураження добре вивчено, на цьому шляху досягнуто певні успіхи, але робота ще далека від завершення.

Відзначимо, що постулати кількісної радіобіології поки застосовні лише до окремих клітин. Вичерпний же кількісний опис променевого ураження людини – справа далекого майбутнього.

Проте здійснюються спроби модельного опису емпіричних закономірностей. Так, у звіті Комітету біологічних ефектів іонізуючих випромінювань Національної академії наук США (1980 р.) є такі рядки: «Більша

частина доступних даних не дозволяє припустити яку-небудь модель «доза – ефект»... Для більшості видів раку радіаційного походження співвідношення «доза – ефект» найкраще описується лінійно-квадратичною функцією з ненегативним ступенем. Проте є аргументи на користь інших моделей, особливо лінійної й квадратичної, які хоча й ведуть до великої розбіжності оцінок».

Форми кривих різних моделей показано на рис. 4.1. Зазначимо, що у випадку врахування ефектів стимулювання життєдіяльності (гермезис, див. нижче) крива спочатку опускається в область «благотворних ефектів», перш ніж змінює напрямок і піднімається в область пагубних, шкідливих ефектів. Частина цієї кривої ліворуч від мінімуму представляє умови дефіциту (нестачі) радіації.

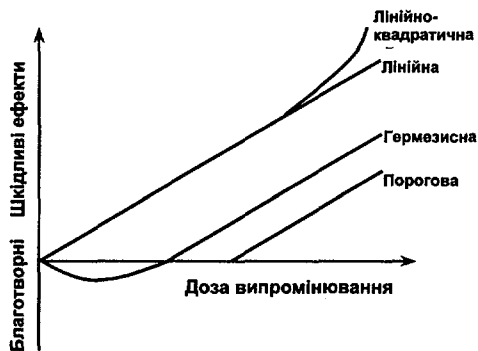


Рис. 4.1. Криві, що характеризують різні теорії радіаційного впливу

У публікаціях МКРЗ рекомендується, що у зв'язку з відсутністю на сьогодні переконливих доказів існування порога повинне прийматися припущення, що будь-яка дія іонізуючого випромінювання може нести деякий ризик розвитку соматичних або генетичних ефектів. Тому для стохастичних ефектів рекомендується *лінійна безпорогова залежність* між дозою й імовірністю виникнення ефекту. Проте всі розуміють, що застосування концепції безпорогової лінійної залежності «доза – ефект», істотно завищує реальну небезпеку. Однак МКРЗ була прийнята концепція про відсутність порога для стохастичних ефектів опромінення й про лінійну залежність між дозою й ефектом при опроміненні малими дозами.

Ще наприкінці 50-х років класики радіобіології помітили, що гіпотези про виня-

тково шкідливу дію іонізуючого випромінювання втратили своє значення і що радіація, подібно до світлової й теплової енергії, має фізіологічний і патологічний рівень. Зміни в організмі в результаті опромінення не обов'язково приносять шкоду. Прикладом позитивної дії радіоактивного опромінення є *гермезис*. Стимуляцію життєвих процесів багато вчених спостерігали ще на зорі радіобіології. Сприятлива дія випромінювання в малих дозах проявляється у:

стимуляції проростання насіння і росту численних видів рослин;

стимуляції фізіологічної активності бактерій і клітин ссавців;

збільшенні тривалості життя комах при однократному опроміненні, а мишей і пацюків в умовах хронічного опромінення при вкрай низькій потужності дози;

зниженні смертності від раку в людини, що встановлено в епідеміологічних дослідженнях останнього часу;

відсутності будь-яких проявів погіршення стану здоров'я, у тому числі підвищення онкологічної захворюваності серед населення, яке проживає в умовах різко підвищеного природного радіаційного фону;

погіршенні багатьох фізіологічних показників у різних об'єктів при утримуванні їх в умовах зменшення природного радіаційного фону, створюваних за допомогою екранування.

Сукупність перерахованих даних свідчить про те, що крива «доза – ефект» у її самій початковій частині може відхилятися від лінійної залежності. В 1994 р. НКДАР опублікував спеціальну доповідь, що спростовує уявлення про шкідливу дію іонізуючого випромінювання в самих мінімальних дозах. Проте офіційна позиція НКДАР і МКРЗ у цьому питанні залишається на сьогоднішній день консервативною.

Спроби вирішення цієї проблеми на основі лише простого подальшого накопичення епідеміологічних спостережень виявляються тупиковими. При малих дозах і низькій потужності дози немає наукових підстав опиратися на лінійну безпорогову модель залежності від дози при аналізі стохастичних наслідків опромінення. У той же час публікується безліч епідеміологічних робіт, що нібито підтверджують правомірність безпорогової моделі. Але в них, як правило, її використовують для апроксимації результатів спостережень і потім досить вільно підганяють дані під пряму лінію. Неправильність безпорогової моделі приводить до катастрофи всієї конструкції регламентації стохастичних наслідків. При її застосуванні виникають протиріччя, засновані на використанні колективної дози, принципу ALARA (скорочене від англійських слів As Low As Reasonably Achievable –

підтримка доз опромінення на таких низьких рівнях, які тільки розумно досягти з урахуванням економічних і соціальних факторів) і оптимізації опромінення за вартісною оцінкою балансу втрати й вигоди від опромінення.

Відповідно до рекомендацій МКРЗ при регламентації до ефектів малих доз відносять тільки стохастичні наслідки, тому що граничні детерміністські ефекти виникають навіть при однократному загальному гострому опроміненні тільки при дозі, що перевищує 0,3 Зв. Основні труднощі в дослідженнях ефектів малих доз і в правильній оцінці їхніх результатів обумовлюються відсутністю прямих експериментальних і епідеміологічних даних про стохастичні ефекти на самій початковій ділянці дозової кривої – 0,1 Зв і нижче. Тому з позицій сучасного стану науки можна вважати, що ризики стохастичних ефектів іонізуючого випромінювання є категорією теоретичною. Діюча офіційно визнана лінійна безпорогова модель не має ні теоретичного обґрунтування, ні практичного підтвердження й прийнята МКРЗ як найбільш проста в практиці регламентації рівнів опромінення. В останні роки не зникає дискусія щодо необхідності перегляду сутності даної концепції, тому що накопичується безліч суперечних їй експериментальних і епідеміологічних даних.

Досить переконливими є уявлення про зниження канцерогенного ризику зі зменшенням дози й особливо потужності дози, аж до визнання його граничного значення. Прихильники цієї точки зору наполягають на корінному перегляді принципів радіаційного нормування як таких, що не тільки не приносять користі, але й наносять шкоду суспільству. Визнання практичного порога дозволить виключити з практики необґрунтоване поняття колективної дози в тих випадках, коли оцінюється ризик виходу

стохастичних ефектів у великих популяціях людей від малої дози опромінення.

Наявні на сьогоднішній день знання про віддалені наслідки тривалого впливу іонізуючого випромінювання є обмеженими, тому що оцінки фактора «доза – ефект» ґрунтуються, в основному, на вивченні високих доз опромінення та на експериментах із тваринами. Чорнобильська аварія може заповнити цю прогалину в знаннях, але, у зв'язку з досить низькими дозами, будь-який помітний рівень зростання числа ракових захворювань або смертності практично неможливо визначити в епідеміологічних дослідженнях.

4.4. Процеси, що відбуваються в біологічних тканинах

Іонізуюча радіація має надзвичайно високу біологічну ефективність. Однак стійкість різних організмів до її впливу дуже різниться. Міра чутливості до дії іонізуючого випромінювання називається *радіочутливістю*. Вона значно різниться вже в межах одного виду. Радіочутливість індивіда також залежить від віку й статі (найбільш стійкий зрілий вік). У межах же одного організму різні клітини й тканини ще більше різняться за радіочутливістю.

Розглядаючи досягнення кількісної радіобіології можна зазначити, що для долі клітини вирішальне значення має ураження, насамперед ДНК клітинного ядра (основна мішень), а також системи мембран. На рівні організму також існують свої критичні до дії радіації структури (органи, системи). Щоб розібратися в цих особливостях радіочутливості необхідно почати з радіобіології ураження клітин.

Як було показано вище, енергія випромінювань передається атомам і молекулам навколишнього середовища. Яка ж подальша доля цих збуджених і іонізованих моле-

кул? Щоб це зрозуміти, необхідно розглянути наступний «акт», який називають хімічним етапом променевого ураження клітини.

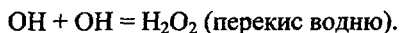
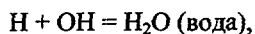
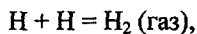
При радіаційно-хімічних змінах молекул розрізняють пряму й непряму дію радіації. Під прямою дією розуміють такі зміни, які виникають у результаті поглинання енергії випромінювання самими досліджуваними молекулами («мішенями»). Під непрямою дією розуміють зміни молекул у розчині, викликані продуктами радіаційного розкладання (радіолізу) води або розчинених речовин. За деякими оцінками, повний внесок непрямої дії досягає 90 % і є визначальним. При непрямій дії найбільш суттєвим є процес радіолізу води, що становить основну масу (до 70 %) речовини в клітинах. Хімічні реакції, які відбуваються в результаті опромінення чистої води, мають місце й тоді, коли ця вода входить до складу клітин. Існує дві категорії таких реакцій. Зараз вони носять назви «первинні реакції» і «вторинні реакції».

Часовий інтервал, протягом якого проходять первинні реакції, надзвичайно малий – близько 10^{-10} с. Протягом цього часу після проходження випромінювання відбуваються серії восьми різних реакцій. У результаті утворюються два нові різновиди хімічних речовин у відносно великих кількостях. Їх називають вільними радикалами. Вільні радикали дуже активні хімічно. Це відбувається через те, що в них існують неспарені електрони. При утворенні звичайних хімічних сполук електрони прагнуть спаруватися таким чином, щоб в одного електрона спин орієнтувався вгору, а в іншого вниз. Вільні радикали намагаються поєднуватися хімічно з іншими речовинами, щоб їх одиночні, неспарені електрони могли утворити ковалентний зв'язок з іншим неспареним електроном і створити підболонок. Відзначимо, що вільні радикали електрично нейтральні. У них однакова кількість протонів у ядрах і електронів. Це не іони.

Перший вільний радикал, формований в опроміненій воді, – вільний радикал водню. Він просто містить електрон і протон, тобто атом водню. Слід зазначити, що це зовсім не те, що знаходиться в баку з газоподібним воднем. Водень – двохатомний газ, що складається з молекул H_2O , що утворюються з пар вільних радикалів, кожний з яких може потім свій електрон спарити з електроном іншого.

Другий вільний радикал, що утворюється у відчутних кількостях в опроміненій воді, – це гідроксильний радикал OH . Звичай пишуть хімічний символ вільного радикала з крапкою над літерами. Ця крапка вказує на присутність непарного електрона.

Вторинні реакції відбуваються протягом наступних 10^{-5} с після проходження випромінювання через воду. За цей час вони або рекомбінують один з одним, або реагують із розчинним субстратом. З високою ймовірністю проходять три вторинні реакції. Вони просто є трьома можливими комбінаціями двох вільних радикалів, що утворилися в первинних реакціях (водень + водень, водень + гідроксил, гідроксил + гідроксил):



Друга реакція веде до утворення безпечного, як і в першому випадку, продукту – води. Проблема для живих біологічних систем виникає при перебігу третьої реакції й полягає в утворенні пероксиду водню, отруйного для клітин. До того ж один з атомів водню може легко втрачатися пероксидом водню, утворюючи пероксидний радикал, який потім взаємодіє з іншими біоорганічними молекулами з утворенням відносно стійких органічних пероксидів. Крім того, біологічна дія посилюється за рахунок так

званого кисневого ефекту, коли до утворення нових молекул в опроміненій системі призводить високореактивний продукт, що утворюється в результаті взаємодії вільного радикала з киснем. Таким чином, у клітині організму крупні органічні молекули ушкоджуються прямою дією радіації або продуктами радіолізу води. Виникаючи при цьому органічні радикали також мають неспарені електрони, а отже, у край реакційноздібні. Маючи у своєму розпорядженні велику кількість енергії, вони легко можуть привести до розриву хімічних зв'язків у життєво важливих молекулах. У результаті викликані вільними радикалами хімічні реакції втягують у цей процес багато сотень і тисяч молекул, не порушених випромінюванням. І, в остаточному підсумку, усе це призводить до зміни біохімічних процесів в організмі.

Ступінь і характер променевого ураження організму у великих дозах обумовлені радіочутливістю тканин, органів і систем, що зазнають опромінення, і поглиненою дозою радіації (у тому числі і її розподілом у часі).

Ще в 1906 р., тобто на самому початку вивчення біологічної дії іонізуючих випромінювань, французькі дослідники І. Бергон'є і Л. Трібондо відзначили емпіричну закономірність відносної чутливості клітин. Так званий закон Бергон'є і Трібондо говорить, що клітини мають тенденцію бути радіочутливими, якщо вони мають три властивості:

рисоку швидкість поділу;

можливість ділитися довго в майбутньому;

не є спеціалізованими.

В якості коментарю до останнього критерію як приклад можна навести одну з незрілих клітин крові. Мова йде про лейкоцити. Багато з цих клітинних ліній народжуються неспеціалізованими. Залежно від сигналу, одержуваного клітинами значно

пізніше їх формування, вони можуть дозріти як лімфоцит або як один з типів гранулоцита.

Лейкоцити – білі кров'яні клітини. Їхня основна функція – захист організму. Для цього вони використовують форму «хіміко-біологічної боротьби», в якій вони виробляють хімічні антитіла й убивають посягачів. Лейкоцити, у свою чергу, підрозділяються на три види. Найбільш численний вид – гранулоцити, вони призначені для знищення мікробів. Трохи менша армія лімфоцитів здійснює функцію імунітету, що охороняє протягом усього життя нашу індивідуальність від усього чужого. Вони дуже чутливі до радіації, деякі біологи вважають, що лімфоцити найбільш чутливі клітини в людському організмі. Доза опромінення в кілька сотень бер може привести до істотного зменшення циркулюючих лімфоцитів протягом години.

Узагальненням закону Бергон'є і Трибондо є те, що молоді й швидко зростаючі тканини найбільш радіочутливі. Цей закон можна інтерпретувати й у такий спосіб: вступ у мітоз (період поділу) є критичним моментом у житті опроміненої клітини. Ті з них, які не встигли відновитися до моменту поділу, або гинуть, або зберігають отримані дефекти в ряді поколінь. Саме тому тканини й органи з клітинами, що інтенсивно поділяються, найбільш чутливі до радіації. Це, у першу чергу, органи систем кровотворення (кістковий мозок, селезінка), травної системи (слизова оболонка тонкої кишки), статеві залози.

Причиною загибелі організму звичайно є ураження якого-небудь одного органу – критичного в даній ситуації в даному діапазоні доз радіації. У діапазоні доз 3–9 Гр критичною є кровоносна система. Загибель опроміненого організму спостерігається на 7–15 добу після променевого впливу. Ураження кровотворення проявляється й при не

смертельних променевих ураженнях. При цьому знижується кількість тромбоцитів, що є однією з причин кровотеч.

Тромбоцити – вид зрілих клітин крові. Вони відіграють важливу роль в організмі при формуванні кров'яних згустків. До того ж вони є основним компонентом у всеосязній системі, що вберігає кров від протікання між «з'єднаннями» кровоносних судин (трубчасті судини формуються злипанням округлих клітин одна з одною пліч-опліч на зразок цегельної стіни). Нормальна кількість тромбоцитів близько 200 тис. на 1 мм^3 крові. Якщо їх кількість падає до 20 тис., то кров'яні судини стають схожими на сито й кров раптово протікає крізь стінки.

При променевому ураженні знижується також кількість лейкоцитів. І все це разом сприяє розвитку інфекційних ускладнень.

При збільшенні дози радіації до 10–100 Гр організми гинуть на 3–5-ту добу, тобто тоді, коли «кістковомозковий синдром» ще не встиг розвинути. Це відбувається через те, що виходить з ладу інший критичний орган – кишечник. Він уражається й при менших дозах, у діапазоні, коли загибель відбувається через пригнічення кровотворення, але при цьому «синдром кишечника» не визначає результату променевої хвороби, хоча й збільшує її важкість.

При ще більших дозах радіації (200–1000 Гр) безпосередньою причиною загибелі опроміненого організму є масове руйнування клітин центральної нервової системи. І якщо побудувати криву залежності строків загибелі опромінюваних організмів від дози опромінення, на ній будуть чітко спостерігатися три характерних ділянки, що відповідають діапазонам «кістковомозкової», «кишкової» і «нервової» форм загибелі.

Розглянемо, що відбувається в критичних органах під впливом радіації. У нормальних умовах у кістковому мозку йде постійне розмноження (самовідновлення) клітин, що

виходять потім у периферичну кров. Зникнення кожного клітинного елемента в периферичній крові компенсується еквівалентною продукцією нових клітин у кістковому мозку. Аналогічна картина спостерігається і в слизовій оболонці кишечника. Тонкий кишечник має маленькі пальцеподібні виступи, називані війками. Кожна війка оточена впадинами, які називають криптами. На дні крипти знаходиться клітина, що виробляє внутрішні (епітеліальні) клітини. Ці клітини повільно переміщаються нагору до виходу з крипти. Коли вони добираються до поверхні, вони вже повністю дозрівають і піднімаються далі по війці. Вони захищають дрібні, крихкі капіляри, розташовані всередині війки, й пропускають до них поживні речовини. Через тертя при проходженні їжі й перистальтичних скорочень м'язів стінки покривні клітини війок виносяться. На місце цих клітин приходять нові з крипт.

Під дією радіації в обох самооновлюваних системах розвиваються подібні процеси. У кістковому мозку з'являється тимчасове припинення клітинних поділів, яке пропорційне дозі опромінення. При цьому відбувається різке спустошення кісткового мозку, тому що процес виходу зрілих клітин у кров триває з попередньою швидкістю. Частка загиблих клітин зростає зі зростанням дози, а відновлення клітинної маси кісткового мозку повільніше й менш повноцінне. У периферичній крові спочатку зменшуються й зникають найбільш короткоіснуючі форми – лейкоцити і тромбоцити, а кількість довгоіснуючих еритроцитів знижується лише на третьому тижні після опромінення.

Еритроцити через колір часто називають червоними кров'яними клітинами. 95 % маси еритроцитів становить гемоглобін. Його функція – забезпечення дихання тканин шляхом своєчасної й повноцінної

доставки кисню, що добувається ним у легенях із вдихуваного повітря.

У результаті спостерігається дисбаланс між виробництвом і тривалістю життя клітин крові. Ступінь і тривалість цього дисбалансу й визначає долю опроміненого організму. У кишечнику послідовність подій подібна.

Відповідно до закону Бергон'є і Трібондо найбільш радіочутливою точкою процесу є клітина крипта, що зайнята швидким і безперервним виробництвом клітин, ще повністю неспеціалізованих. Доза в кілька сотень бер, що припадає на кишечник, може змусити клітини крипт тимчасово припинити поділ. Зрілі покривні клітини при цьому не постраждають. Через кілька годин ці клітини будуть віднесені, але замість них нові клітини не прийдуть. Це оголить війки й відкриє тонку капілярну мережу. Капіляри розірвуться, що дозволить плазмі крові витікати в ШКТ. Відбудеться процес проникнення внутрішньокішккових бактерій прямо в кровоток через оголені капіляри. Інфекція швидко поширюється по тілу в той час, коли його імунна система так сильно вражена втратою лейкоцитів.

При дозах нижче 10 Гр клітини крипт відновлюються приблизно за тиждень. Це дозволяє перешикувати війки й закрити капілярну мережу. Опромінений організм видужує. При дозах понад 10 Гр клітини крипт не виживають. У зв'язку з неможливістю видалити тонкий кишечник хірургічним шляхом гостре опромінення тіла дозою в 10 Гр вважається граничним для виживання. Як відзначалося вище, процес клітинного спустошення в кишечнику відбувається швидше, ніж у кістковому мозку.

Рот і стравохід не радіочутливі, як і всі м'язи й сполучні тканини тіла. Потрібні значні дози, щоб на них з'явилися виразки.

Шлунок більш чутливий. При дозах у кілька грей основні й пристіночні клітини

знижують або припиняють повністю свою секреторну діяльність по виділенню HCl і пепсину, які допомагають у травленні. У наступний період ці клітини знову відновлюють свою діяльність до нормального рівня.

Товстий кишечник за чутливістю до опромінення схожий зі шлунком. Дози понад 10 Гр приводять до утворення в ньому виразок.

Центральна нервова система складається, в основному, з м'язової й сполучної тканин. Заміщення її клітин протягом всього життя не відбувається. Тому вона стійка до опромінення. Центральна нервова система витримує дози до 50 Гр, перш ніж буде помічено ефект впливу. Ця система звичайно виробляє й передає електричні сигнали, необхідні для скорочення серцевого м'яза при роботі серця й скорочення м'язів діафрагми при диханні. При високих дозах ці сигнали надходять з перебоями або припиняються на певний час. Це призводить до смерті опроміненого індивідуума через кілька годин.

Репродуктивна система більш радіостійка. Проте, відповідно до закону Бергон'є і Трібондо, виробництво сперматозоїдів (молочних клітин сперми) у чоловіків знижується або припиняється при низьких дозах. Доза 2,5 Гр на гонади (статеві органи) приводить до тимчасової стерильності на період до року. Для повної стерильності необхідна доза від 5 до 6 Гр.

Доза 1,7 Гр на жіночі гонади призводить до стерильності на період 1–3 роки. Повна стерильність настає при дозі 3–6 Гр, залежно від віку.

Таким чином, якщо говорити про радіочутливість організму в цілому, то вона визначається чутливістю до радіації клітин кісткового мозку та їхньою здатністю до відновлення.

4.5. Гострі ефекти та віддалені наслідки опромінення

Дію іонізуючого випромінювання на організм умовно можна розділити на соматичну й генетичну. *Соматичні ефекти* проявляються в самого опроміненого, а *генетичні* – у його потомства; тобто соматична дія іонізуючого випромінювання – це безпосередня дія на організм. Її результат – це променева хвороба й локальні ушкодження окремих органів і тканин, а також віддалені наслідки (скорочення тривалості життя, виникнення пухлин тощо). *Генетичні ефекти* – це результати опромінення генома зародкових клітин і проявляються вони в потомстві опромінених особин, у вигляді вроджених каліцтв і порушень, що передаються нащадкам. Імовірність виникнення шкідливих ефектів завжди зростає зі збільшенням дози опромінення. Але якщо й ступінь важкості шкідливих ефектів опромінення зростає зі збільшенням дози, і виявляються вони, починаючи з якогось порога, то такі ефекти називаються *нестохастичними* (*граничними*). До них, наприклад, належать порушення репродукційної функції, косметичні ушкодження шкіри, помутніння кришталика ока (променева катаракта), дистрофічні ушкодження різних тканин тощо.

Якщо ж імовірність виникнення наслідків опромінення людини існує при найменших дозах опромінення, то ефекти, що їх викликають, називаються *стохастичними* (*безпороговими*). Основні стохастичні ефекти – це канцерогенні (лейкемія й інші форми злоякісних новоутворень) і генетичні.

Ціль радіаційного захисту – запобігання нестохастичних ефектів та обмеження ймовірності виникнення стохастичних ефектів до рівнів, що вважаються прийнятними.

Різноманітні форми прояву вражаючої дії радіації на організм називають *променевою хворобою*. У результаті відносно рівномірної дії «гострих ефектів» розвивається гостра променева хвороба.

«*Гострі ефекти*» – цей термін застосовується стосовно до ефектів, що проявляються за час від декількох годин до декількох місяців після одержання дози протягом часу. Ефекти опромінення всього тіла наведено в табл. 4.6.

Термін «*доклінічний*» означає, що ефект настільки слабкий, що його не можна визначити звичайним медичним обстеженням. Це не означає, що ефект відсутній. Такі ефекти, як збільшений ризик деяких форм ракових захворювань або генетичні ефекти в потомстві, можуть не проявлятися багато років. Це означає, що медичне обстеження не здатне довести або спростувати наявність отриманої дози величиною до 1 Гр на все тіло.

Таблиця 4.6. Клінічні ефекти гострих доз опромінення

Діапазон	Доклінічний діапазон	Терапевтичний діапазон 1–10 Гр			Летальний діапазон, більше 10 Гр	
	0–1 Гр	1–2	2–6	6–10	10–50	більше 50
Випадки блювоти	немає	1 Гр – 54 %; 2 Гр – 50 %	3 Гр – 100 %	100 %	100 %	
Гострий період	–	3 год	2 год	1 год	30 хв	
Критичний орган	немає	червоний кістковий мозок			ШКТ	центральна нервова система
Характерний признак	немає	помірна лейкемія	сильна лейкемія, інфекція, пурпура, епілепія >300 %		пронос, лихоманка, втрата електроліту	конвульсія, тремтіння, атаксія
Терапія	втішання	обстеження крові	переливання крові, антибіотики	можлива пересадка кісткового мозку	підтримка електроліту	заспокій- ливі, зне- болювальні
Прогноз	чудовий	чудовий	хороший	стриманий	безнадійний	
Смертність	немає	немає	0–80 %	80–90 %	90–100 %	

У «терапевтичному діапазоні» 1–10 Гр найбільш критичною проблемою буде підтримка мінімальної кількості клітин циркулюючої крові. Ураховуючи те, що багато кров'яних клітин походять від стрижневих клітин у кістковому мозку, ефекти, що відбуваються в цьому діапазоні, як відзначалося вище, називають «*синдромом кісткового мозку*». Лейкемія означає зменшення кількості лейкоцитів. Пурпур означає дрібні утворення (плями) червоного або пурпуро-

вого кольору на шкірі, що виникли при розриві капілярів і витіканні невеликої кількості крові в підшкірний шар. Епіляція означає випадання волосся. В основному волосся відростає протягом приблизно місяця, хоча нове волосся буде грубішим, а колір його світлішим.

У діапазоні 10–50 Гр найбільш критичним органом буде тонкий кишечник. Таким чином, ефекти в цьому діапазоні називають «*гастроентеростинальним синдромом*».

Причиною лихоманки є потрапляння бактерій у кровоток. Баланс електроліту порушується через витікання плазми крові в ШКТ через зруйновані війки.

Дозовий діапазон понад 50 Гр названий «синдромом центральної нервової системи» через ефекти в парасимпатичній нервовій системі. Атаксія належить до втрати м'язової координації. Смерть зазвичай настає через кілька годин. Люди, що отримали опромінення в цьому дозовому діапазоні при аваріях, непритомніють через кілька хвилин і вмирають, не опритомнюючи. При цьому важливо розуміти, що не брався до уваги фізіологічний стрес. Цей фактор може значно змінити деякі наведені числові дані.

У процесі розвитку гострої променевої хвороби проглядається певна періодичність. Розрізняють три періоди в її протіканні: період формування, період відновлення й період результатів, тобто віддалених наслідків. Період формування, у свою чергу, можна чітко розділити на три фази.

Перша фаза – (більше 2 Гр) – зникає апетит, з'являються нудота, блювота, слабкість, пітливість, сонливість, частішання пульсу, зміна кров'яного тиску й складу крові. Потерпілий перебуває у стані, подібному до сп'яніння. Це результат подразнення центральної нервової системи. Такий стан триває від декількох годин до 2–3 днів.

Друга фаза – фаза уявного благополуччя, яка, залежно від поглиненої дози, може тривати від 14 до 32 днів. Ознаки хвороби зникають, самопочуття нормалізується. Це й зрозуміло – периферична кров ще справляється з основними функціями. Але під покривом уявного благополуччя, самоприскорюючись, проходять ланцюгові вільнорадикальні реакції. Об'єктивно реєструються різке зниження лейкоцитів у крові й інші фізіологічні порушення.

У *третьій фазі* (фазі виражених клінічних проявів) стан хворих різко погіршується, відновляються прояви початкової фази хвороби, а також з'являються великі крововиливи під шкірою, кровотечі з носа, ясен. Розвиваються виразкові ушкодження слизових оболонок. Третя фаза променевої хвороби триває 1–3 тижні у хворих, які лікувалися, і при сприятливому перебігу переходить у фазу раннього відновлення. Її тривалість 2–2,5 місяці, хоча окремі прояви ще мають місце. Тільки після 4-го місяця відновляються ріст волосся та репродукційна здатність.

Якщо впливу радіації зазнає лише частина організму, то величина смертельної дози істотно зростає. Якщо, наприклад, поза зоною опромінення виявляється хоча б невелика частина кісткового мозку, то не уражена його частина постачає життєздатні клітини постраждалій частині організму і забезпечує його виживання, навіть при опроміненні смертельними дозами радіації в умовах загального опромінення.

Уся інформація, представлена вище, наведена для випадків опромінення протягом короткого часового інтервалу. У багатьох випадках (наприклад, при роботі в радіаційно-небезпечних умовах) доза накопичується індивідуумом постійно протягом багатьох років. У цих умовах мають можливість працювати біологічні відновні механізми. У ранніх роботах із клітинами біологи показали, що при розподілі дози опромінення на частини за часом може знизитися вплив радіації у вісім разів. Таке зниження ефекту також легко спостерігається на людях. Люди, які працюють з іонізуючим випромінюванням, отримуючи щорічно допустиму величину дози, за час роботи протягом 50 років можуть отримати досить значиму сумарну дозу. При цьому не спостерігається ніяких ефектів при клінічних обстеженнях. Проте при одержанні

подібної сумарної дози однократно виявляться багато клінічних ефектів.

Хронічна променева хвороба розвивається при щоденному загальному опроміненні 1–5 мЗв і при досягненні сумарної дози 0,7–1 Зв. Процес відновлення протікає дуже повільно після припинення опромінення. Сутністю процесу відновлення як при гострій, так і при хронічній променевої хворобі є процес розмноження клітин, що зберегли життєздатність і на цій основі відновлення функціональної активності органів. Швидкість відновлення оцінюється за величиною періоду напіввідновлення – часу, необхідного для відновлення, наприклад кісткового мозку на 50 %. Для людини це 25–45 днів. Залишкові явища можуть зникнути значно пізніше протягом 1,5–2 років або зберегтися до кінця життя.

Але навіть повне відновлення організму не гарантує для нього в майбутньому відсутність небезпеки прояву віддалених наслідків дії ядерних випромінювань, а для його потомства – відсутність спадкових або вроджених порушень.

Ці наслідки можуть спостерігатися протягом декількох років після гострого опромінення. Їхня важкість в основному залежить від величини дози, потужності дози, віку на момент опромінення й стану здоров'я потерпілого. Наслідки звичайно ділять на дві категорії: генетичні наслідки, які позначаються на потомстві опроміненого, і соматичні наслідки, які вплинуть на самого потерпілого.

Немає сумнівів, що радіоактивне випромінювання є *мутагеном*, тобто причиною генетичних мутацій. Всесвітньою організацією охорони здоров'я добре визначені більше 200 різних умов або хвороб, які генетично передаються від батьків потомству. Більшість із них не смертельні, а багато з них практично не помітні. Дійсно, мутації з великими відхиленнями в будові (зайві від-

ростки або відсутні основні органи і т. д.) зазвичай не життєздатні. Досить суворі стандарти «гарантії якості» у людському організмі звичайно приводять до спонтанного викидня на ранній стадії вагітності.

Близько 10 % усіх немовлят мають ті чи інші спонтанні генетичні дефекти. Близько половини всіх випадків мимовільного викидня також пов'язані з аномаліями в генетичному матеріалі. Але навіть якщо діти зі спадковими дефектами народжуються живими, то ймовірність для них дожити до свого першого дня народження в 5 разів менша, ніж для нормальних дітей. Прикладами деяких захворювань, до яких, як вважають біологи, приводять генетичні мутації, можуть бути: уроджені катаракти, анемія, м'язова дистрофія, хвороба Дауна, епілепсія, низький гамма-глобулін, дисбаланс стероїдів, альбінізм, діабет, астма.

Науковий комітет з дії атомної радіації при оцінці ризику появи спадкових дефектів у людини використовує два підходи. При одному підході намагаються визначити безпосередній ефект даної дози опромінення, при іншому – дозу, при якій подвоюється частота появи нащадків з тим чи іншим різновидом спадкових дефектів у порівнянні з нормальними радіаційними умовами.

Необхідно зазначити, що одержати значиме наближення для оцінки цих величин досить важко. Ці труднощі пов'язані з тим, що багато величин, що описують життя людської популяції, мають статистичні флуктуації більші, ніж ті, що приводять до змін у числі мутацій у зв'язку з радіаційним впливом доз до десятків бер.

Для людей, однак, сформульовані відносно надійні оцінки. Вони зводяться до наступного:

за рахунок природного радіаційного фону в людини виникає не більше 5 % загального числа спонтанних мутацій, усі інші – за рахунок інших факторів;

існує залежність радіаційно-генетичного ефекту від потужності дози випромінювання. У міру її зниження число мутацій, обумовлених однією й тією ж дозою, значно зменшується;

підвоювальна доза для лейкозів – 0,5 Гр, для інших мутацій – 1 Гр;

опромінення кожного покоління населення в дозі 0,01 Зв протягом нескінченно тривалого часу збільшить частоту мимовільних мутацій на 1 %. Іншими словами, якщо впливати в цій дозі на багато поколінь, то на кожний мільйон народжених варто було б очікувати від 50 до 1000 мутацій додатково до 25 тис. мимовільних.

Соматичні ефекти, тобто ефекти, що проявляються на опромінених індивідуумах, також дають віддалені наслідки. Вони часто діляться на три категорії: скорочення тривалості життя, лейкомія й інші ракові захворювання. Скорочення тривалості життя є результатом прискорення життєвих процесів. Це зовсім відрізняється від скорочення тривалості життя через небезпечні захворювання. Цей ефект добре зафіксований в експериментах на тваринах. Якщо зробити дещо сумнівну екстраполяцію на людей при низьких дозах опромінення, то в результаті такої оцінки очікується зменшення тривалості життя на кілька днів на 0,1 мЗв, знову ж, не беручи до уваги можливості ефекту стимулювання життєдіяль-

ності, що повинен збільшувати тривалість життя при низьких дозах.

Наявний на сьогодні значний експериментальний матеріал і клінічні спостереження показали, що під впливом опромінення можуть виникати новоутворення практично у всіх органах. Однак найчастішими варто вважати лейкоз (рак крові), злоякісні пухлини шкіри, кісток, молочної залози та яєчників. При цьому шкірні й кісткові пухлини виникають найчастіше при місцевому опроміненні, а інші, як правило, у результаті тотального впливу.

Відносна середньостатистична ймовірність захворювання після рівномірного однократного опромінення тіла дозою в 0,01 Гр представлена на рис. 4.2. Графік побудовано на підставі результатів обстеження людей, які пережили атомне бомбардування в Японії. Показано орієнтовний час появи лейкозів і інших форм раку з моменту опромінення. Видно, що після дворічного прихованого періоду розвиваються лейкози, досягаючи максимальної частоти через 6–7 років. Потім частота захворювань плавно зменшується й через 25 років практично зводиться до нуля. Інші пухлини починають з'являтися через 10 років після опромінення й до 36–40 років частота їх наростає. Однак для побудови всієї кривої поки немає достатньої інформації.

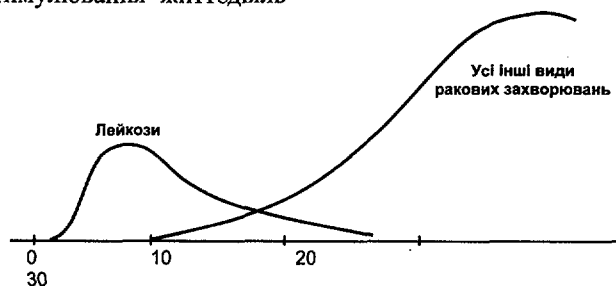


Рис. 4.2. Ймовірність виникнення онкологічних захворювань після однократного загального зовнішнього опромінення дозою 0,01 Гр

Ризик виникнення ракових захворювань наведено у табл. 4.7. Усі величини, наведені в таблиці, – це очікувані надлишкові випадки ракових захворювань на мільйон чоловік на рік від кожної дози випромінювання в 1 сЗв, якщо прийнято за основу лінійну безпорогову концепцію.

До *малих доз* належать разова еквівалентна доза 0,1 Зв і менше, а до *низьких інтен-*

сивностей – потужність еквівалентної дози нижча 0,1 Зв/рік. Основним і єдиним критерієм віднесення даної категорії дозових навантажень до низьких рівнів опромінення є відсутність їх шкідливого впливу на здоров'я людини. *Великою* і такою, що викликає помітні зміни здоров'я, вважається еквівалентна доза 1 Зв і вища, а *проміжною* – більша від 0,1 Зв і менша за 1 Зв.

Таблиця 4.7. Оцінка ризику надлишкових ракових захворювань

Випадки на мільйон чоловік на рік при опроміненні дозою в 1 сЗв. Вид ракового захворювання	Надлишковий ризик
Лейкемія, дорослі	1,1
Щитовидна залоза, чоловіки	2,2
Щитовидна залоза, жінки	5,8
Груди, жінки	5,8
Легені, чоловіки	3,6
Легені, жінки	3,9

Результати вивчення медичних ефектів від впливу малих доз опромінення є недостатньо повними, фрагментарними, а епідеміологічні дослідження вимагають величезних вибірок. Наприклад, для реєстрації ефектів при дозі 10 мЗв із довірчою ймовірністю 90 % контингент досліджуваних повинен бути не менше 5 млн чоловік. Тому експериментальні дані, одержувані в строго контрольованих умовах, надають більше значні, ніж епідеміологічні дослідження, можливості виявлення й принципової оцінки ефектів, що виникають при малих рівнях опромінення. Практична значимість вирішення цього завдання визначається необхідністю точної оцінки співвідношення між рівнем опромінення й здоров'ям людини, що становить науково-практичну основу радіаційно-гігієнічного нормування.

На жаль, до детерміністських ефектів часто відносять найрізноманітніші психосоматичні розлади здоров'я, яким помилково приписують радіаційне походження, тоді як вони або взагалі не мають до нього ні-

якого відношення, або є стресовою реакцією на сам факт опромінення. Такі прояви мають місце при радіаційних аваріях, що супроводжуються численними стресами.

Під час аналізу клінічних даних потрібні переконливі докази вірогідності даних про збільшення рівня захворюваності осіб, які отримали малі дози опромінення з отриманою дозою при обов'язковому виключенні впливу факторів нерадіаційного походження. До теперішнього часу відомі результати багатьох широкомасштабних епідеміологічних спостережень за групами людей, які зазнали впливу випромінювання в малих дозах унаслідок різних причин: від атомного бомбардування в японських містах й опромінення за медичними показаннями до професійного й техногенного опромінення, опромінення під час аварій, а також підвищеного природного радіаційного фону.

Аналіз усіх подій, пов'язаних з опроміненням з урахуванням 50-річного спостереження за контингентами, які піддавалися опроміненню, дозволяє стверджувати, що

якщо індивідуальні поглинені дози не перевищують 0,3 Гр, то стохастичні й генетичні наслідки малоймовірні. Це стосується й населення, яке проживає на забрудненій території, де поглинені дози від внутрішнього й зовнішнього випромінювання в сумі не перевищують 0,25 Гр.

На сьогоднішній день наявні дані щодо оцінки впливу Чорнобильської аварії на здоров'я населення у багатьох випадках є недостатньо прийнятними. Слабкими аспектами є неадекватність діагностики й класифікації хвороб, відсутність індивідуальних даних дозиметричного контролю й достовірних даних повномасштабних медичних та епідеміологічних досліджень.

Під час аварії на майданчику Чорнобильської АЕС перебувало близько 600 чол., включаючи персонал пожежних розрахунків. Серед цього числа осіб гостра променева хвороба виникла у 134 чол., або в кожного п'ятого. У перші три місяці від променевих уражень померли 28 чол. з діагнозом гострої променевої хвороби і в наступні 20 років – ще 18 чол. від різних причин, у тому числі прямо не пов'язаних з дією опромінення.

Зовнішнє β -опромінення в результаті осадження аерозолів на шкірі й одязі, а також у результаті розливання на одяг і тіло радіоактивної води призвело до розвитку сильних опіків шкіри у 48 чол., охоплюючи в деяких випадках до 90 % поверхні тіла. Ці опіки, що важко піддаються лікуванню, виявилися в багатьох випадках одним з головних факторів, що негативно позначилися на остаточному результаті хвороби й значною мірою сприяли смерті потерпілих. Хоча всі хворі зазнали водночас із зовнішнім опроміненням інгаляційного впливу радіоактивних речовин. Рівні внутрішнього опромінення були набагато нижчими від тих, за яких відбувається розвиток гострої променевої хвороби. Тільки у двох пацієн-

тів з обширними тепловими опіками шкіри було зареєстровано високі рівні внутрішнього опромінення, але навіть вони не мали реального клінічного значення.

Офіційно зареєстровано виявлення ракових захворювань щитовидної залози в осіб, які зазнали опромінення в дитячому віці, які проживають на територіях, що підпали під радіоактивне забруднення. Число цих захворювань виявилось значно вищим, ніж очікувалося. Але і в цьому випадку можна з упевненістю стверджувати, що на ризик захворювання впливають фактори, відмінні від іонізуючої радіації. Деякі з даних факторів включають вік у період опромінення, вживання стабільного йоду, стан обміну речовин і генетичну схильність. У Білорусії, Росії та в Україні серед дітей і молоді за період з 1990 по 1998 р. було зареєстровано близько 1 800 випадків ракових захворювань щитовидної залози.

Епідеміологічні дослідження показали, що при радіаційному опроміненні зростає ризик захворювання на лейкемію. Проте дотепер не була підтверджена зростаюча від іонізуючої радіації небезпека захворювання на лейкемію дітей, ліквідаторів, які виконують відновлювальні роботи, або населення, яке проживає на територіях, що зазнали радіоактивного забруднення.

Для популяції, яка зазнала впливу хронічного опромінення при малій потужності дози, існуюча оцінка загального ризику для потомства першого покоління на 1 Гр батьківського опромінення становить від 3000 до 4700 випадків, що являє собою від 0,4 до 0,6 % базової частоти цих захворювань. Основний висновок полягає в тому, що при низьких дозах радіації, які представляють інтерес при оцінці ризику, ризик шкідливих спадкових ефектів надто малий і його можна не враховувати.

Існує тенденція пояснення зростання захворюваності на рак (крім щитовидної

залози) у майбутньому в зв'язку з Чорнобильською аварією, але слід зазначити, що на забруднених територіях зростання також спостерігалось й до аварії. Більше того, загальне зростання смертності спостерігається в останні роки в більшості не потерпілих від аварії регіонів країн колишнього СРСР, і цей факт також варто враховувати при інтерпретації результатів досліджень, пов'язаних із Чорнобильською аварією. Через цілий ряд подібних невизначеностей існує необхідність у детально пророблених грамотних аналітичних дослідженнях, особливо щодо ліквідаторів, для яких особлива увага повинна приділятися реконструкції індивідуальної дози й інших факторів, що впливають на чистоту проведення досліджень.

Серед ліквідаторів, які виконували відновлювальні роботи, і жителів забруднених територій було зареєстроване зростання кількості неспецифічних негативних впливів на здоров'я, наприклад зросла кількість самогубств і випадків насильницької смерті. Без співвіднесення цих даних з відомими вихідними даними або з підґрунтям частоти захворювань інтерпретувати дані результати дослідження нелегко. Так, дані про стан здоров'я населення до аварії, отримані з офіційних статистичних джерел, таких як статистика смертельних випадків або частота ракових захворювань, велися недостатньо належним чином. Тому не завжди доречно порівнювати їх з даними стосовно до населення, яке постраждало від опромінення і піддається набагато більш якісному медичному обстеженню й урахуванню наслідків для стану здоров'я, ніж звичайне населення.

Деякі дослідники витлумачували тимчасову втрату працездатності населенням, яке проживає на забруднених територіях, як збільшення числа загальних захворювань. Було зареєстровано високий рівень хроніч-

них захворювань травної, неврологічної, кістякової, мускульної й кровоносної системою. Проте більшість дослідників пов'язують дані спостереження зі змінами вікової структури, погіршенням рівнем життя й проведенням після аварії переселенням жителів в інші райони. Рішення про переселення населення з радіоактивно-забруднених територій у нові місця завдало величезної шкоди як для державного бюджету, так і для здоров'я самих людей. І якби не створювалися в цих нових місцях умови для життя, там однаково мали місце ворожість місцевого населення до новоселів, руйнування родин і соціального укладу. Межі радіаційних величин, використовуваних для переселення, були набагато нижчими, ніж реальні дози опромінення багатьох регіонів світу. Недостатньо обґрунтоване масове переселення багатьох сотень людей порушило сталий життєвий уклад і сприяло розвитку радіофобії із психосоматичними наслідками у населення. Якщо навіть при цьому відкинути економічні втрати, то моральний і психологічний збиток, нанесений мільйонам людей вжиттям помилкових заходів, величезний.

Інформація про іонізуючу радіацію як про фактор, здатний створювати загрозу безпеці й здоров'ю людини, може бути причиною емоційного стресу. З факторів нерадіаційної природи саме емоційна напруженість найбільш закономірно може супроводжувати дію іонізуючого випромінювання на організм. Можливість розвитку емоційного стресу і його вплив на поведінку людини особливо істотна при аваріях, у тому числі радіаційних, а також за інших надзвичайних обставин.

При обстеженні ліквідаторів наслідків аварії на Чорнобильській АЕС установлено, що приблизно 20 % з них страждали психіатричним синдромом і саме вони вважали себе серйозно потерпілими від опромінення, хоча

ознак променевого ураження в них не було виявлено. Ці люди переживали в зоні аварії сильні негативні емоції, тривогу й страх за своє здоров'я й будь-яке нездужання пов'язували з отриманим опроміненням.

У частини населення, яке постраждало від аварії на Чорнобильській АЕС, і в ліквідаторів цієї аварії, опромінених малими дозами, відмічаються явища хронічного емоційного стресу і, як наслідок, соматичні порушення. У цих осіб розвиток емоційного напруження пов'язаний зі страхом перед наслідками дії іонізуючого випромінювання. Емоційний стрес може провокувати розвиток ішемічної хвороби серця, інфаркту міокарда, аритмії, гіпертонії й інших уражень серцево-судинної системи. Психологічний стрес у сполученні зі шкідливим впливом не виправданих антирадіаційних заходів і погіршенням соціально-економічних умов може бути причиною погіршення здоров'я.

Порушення здоров'я після Чорнобильської аварії, обумовлені опроміненням, не носять настільки драматичного характеру, як це затвердилося у свідомості громадськості. Проблеми здоров'я дійсно існують, але їх варто розглядати скоріше в ракурсі «чорнобильського синдрому», у формуванні якого радіаційний фактор відіграє меншу роль, ніж рішення, дії й слова людей, які не є фахівцями в галузі радіаційного захисту.

При малих дозах опромінення немає статистично обґрунтованих даних, що дозволяють визначити вплив іонізуючих випромінювань на людину. МКРЗ для цілей радіаційного захисту постулювала безпорогову залежність «доза – ефект»: кожному як завгодно малому рівню впливу опромінення відповідає відмінна від нуля ймовірність появи додаткових новоутворень.

З іншого боку, численні дослідження радіобіологів показали: малі дози радіації не тільки не здійснюють пригнічувальної дії, а, навпаки, у багатьох випадках навіть

стимулюють життєдіяльність живих систем (гермезис). На думку деяких радіобіологів стимулюючу дію на людину малих доз доведено багатьма дослідженнями. Так, у радонових джерелах Вінницької області проходять санаторно-курортне лікування тисячі людей як до, так і після Чорнобильської аварії. При цьому ці люди розуміють, що радон – радіоактивний газ, а природний радіаційний фон на курорті перевищує середній по Україні в 10–80 разів, залежно від близькості до поверхні радіоактивних джерел. Причому тривалість життя в місцевих жителів на 10 років більша, ніж у жителів інших регіонів України. Річна доза середньостатистичного жителя України становить 6,4 мЗв, і внесок у цю дозу фактора наслідків Чорнобильської аварії становить усього 0,6 %. Таким чином, уся сума наявних фактів підтверджує, хоча й не доводить: існує реальний біологічний поріг дії іонізуючої радіації.

Ризик – це величина ймовірності несприятливих наслідків. За кількісну міру індивідуального ризику приймається середня ймовірність захворювання або загибелі людини на рік. Ризик є стохастичною величиною. Класифікація джерел і рівні індивідуального ризику в умовах діяльності людини наведено в табл. 4.8. Рівні ризику для професійної діяльності й штучного середовища перебування представлено в табл. 4.9.

З даних, наведених у табл. 4.8 і 4.9, випливає ряд важливих висновків:

певний ступінь ризику шкідливого впливу пов'язаний з будь-яким видом людської діяльності. Його результатом можуть бути травми, захворювання і навіть смерть;

у земних умовах рівні ризику міняються в дуже широких межах: від мінімально виявлюваного рівня 10^{-8} до 10^{-2} на рік. Практично у сфері людської діяльності рівні ризику вищі за 10^{-2} на рік зустрічаються дуже рідко. Це є рівнем ймовірності смерті в результаті хвороби;

в окремих видах діяльності людини рівні ризику носять відносно стійкий (закономірний) характер;

ці рівні ризику можна вважати прийнятними для суспільства або соціально прий-

нятними, оскільки населення в цілому й окремі групи населення досить інформовані про них, проте приймають їх або, в усякому разі, миряться з ними.

Таблиця 4.8. Класифікація джерел ризику і його масштаби в умовах діяльності людини

Джерело ризику	Рівень ризику на рік
Внутрішнє середовище перебування	10^{-4} – 10^{-2}
Природне середовище організму	$3 \cdot 10^{-8}$ – $3 \cdot 10^{-5}$
Штучне середовище перебування	$3 \cdot 10^{-6}$ – $3 \cdot 10^{-3}$
Професійна діяльність	10^{-6} – 10^{-2}
Непрофесійна діяльність	10^{-4} – 10^{-2}
Соціальне середовище	10^{-4} – 10^{-2}

Таблиця 4.9. Рівні індивідуального ризику

Джерело ризику	Рівень ризику на рік
Промисловість:	
виробництво гірничого газу	10^{-2}
коксування вугілля і вулканізація	$(2-10) \cdot 10^{-3}$
вугільна промисловість	$5 \cdot 10^{-4}$ – $1,2 \cdot 10^{-3}$
оброблювальна промисловість	$1,2 \cdot 10^{-3}$
текстильна, паперова, типографська	$(0,8-1,2) \cdot 10^{-4}$
харчова промисловість	$(1-10) \cdot 10^{-5}$
швейна і взуттєва промисловість	$(1-10) \cdot 10^{-6}$
Будівництво	$7 \cdot 10^{-4}$ – $1,2 \cdot 10^{-3}$
Сільське господарство	$6 \cdot 10^{-4}$
Автотранспорт	$6 \cdot 10^{-4}$
Транспорт	$36 \cdot 10^{-4}$
Сфера обслуговування	$1 \cdot 10^{-4}$
Торгівля	$7 \cdot 10^{-5}$
Виробіток електроенергії на АЕС	$2 \cdot 10^{-4}$
Нешасні випадки, у т. ч.:	
на автотранспорті	$5,8 \cdot 10^{-4}$
при падінні	$2,8 \cdot 10^{-4}$
на воді	$9,0 \cdot 10^{-5}$
при пожарах	$4,0 \cdot 10^{-5}$
інші	$4,0 \cdot 10^{-5}$
Викиди ТЕС і забруднення атмосфери	$1,3 \cdot 10^{-4}$
Вихлопні гази автомобілів	$4 \cdot 10^{-6}$ – $2 \cdot 10^{-5}$
Катастрофи у штучному середовищі проживання, смог, аварійне забруднення тощо	$(1-5) \cdot 10^{-6}$ 10^{-6} – 10^{-5}
Усі причини	10^{-3}

Розглянемо фактори, від яких залежать рівні ризику, їх прийнятність і закономірності формування прийнятних рівнів ризику.

Мірою, масштабом при визначенні прийнятності ризику є частота смертності від хвороб. У більшості видів спорту ризик смерті дивно близький до ризику смерті від захворювань. Складається враження про існування якогось підсвідомого індивідуального комп'ютера, що регулює сміливість і здатність діяти на рівнях ризику, рівних, але не перевищуючих статистичної смертності, обумовленої змушеним впливом захворювань. Очевидно, цей рівень є межею між сміливістю й нерозсудливістю.

Крім того, склалася стійка думка, що ризик смерті у випадку змушених дій, що вимагають добровільного ризику, не повинен перевищувати звичайного рівня ризику смерті від хвороб для всього населення, тобто не повинен перевищувати 10^{-3} на людину за рік. Фактично, це означає визнання соціально неприйнятними видами діяльності сучасної людини особливо небезпечних професій, пов'язаних з ризиком більше 10^{-2} на рік. Класифікація умов професійної безпеки представлена в табл. 4.10. Інший край діапазону рівнів ризику, в якому функціонує людина, звичайно пов'язують з рівнем ризику від природних катастроф (10^{-8} на рік).

Таблиця 4.10. Класифікація умов професійної безпеки

Умови професійної діяльності	Діапазон ризику на рік
Безпечні	10^{-4}
Відносно безпечні	10^{-4} – 10^{-3}
Небезпечні	10^{-3} – 10^{-2}
Особливо небезпечні	10^{-2}

Існує сталість у відношенні громадськості до звичайного ризику. Як правило, майже немає нещасних випадків з ризиком смерті для населення близько 10^{-3} на рік. Коли він виникає, негайно вживають заходів для його зниження. Очевидно, цей рівень ризику є неприйнятним для населення і є аналогом рівня ризику для професійної діяльності 10^{-2} (див. табл. 4.10). При рівні ризику 10^{-4} на рік люди менш схильні до серйозних дій, але готові витратити гроші на зменшення ризику. Кошти виділяються на огороження небезпечних місць, пожежну охорону, регулювання руху транспорту. В активному сенсі ще визнається ризик на рівні 10^{-5} на рік. Люди допускають деяку частку незручностей, щоб уникнути ризику цього рівня. Батьки попереджають своїх дітей про небезпеку вогнепальної зброї, отруєння, плавання тощо. До випадків з імовірністю

смерті 10^{-6} на рік звичайна людина не проявляє великого інтересу, тому що має за ліпше думати, що вони з нею не стануться.

На базі професійного аналізу результатів, аналогічних до наведених вище, зроблено наступні загальні висновки про прийнятність ризику в різних галузях людської діяльності:

види діяльності, пов'язані з ризиком більше 10^{-2} на рік, є соціально неприйнятними видами діяльності сучасної людини;

межа індивідуального ризику для професійного опромінення приймається $1,0 \cdot 10^{-3}$ на рік, для населення – $1,0 \cdot 10^{-4}$ на рік;

середній прийнятний рівень ризику діяльності в професійному середовищі дорівнює $2,5 \cdot 10^{-4}$ на рік;

діапазон соціально прийнятного ризику забруднення навколишнього середовища може бути оцінений, якщо в якості

критерію використовувати рівні ризику в природному середовищі перебування, тоді максимальний рівень ризику за рахунок забруднення навколишнього середовища не повинен перевищувати 10^{-5} на рік, а мінімальний рівень – $3 \cdot 10^{-8}$ на рік.

Рівні індивідуального радіаційного ризику опромінення населення від різних джерел наведено в табл. 4.1. При її складанні використовувався коефіцієнт ризику, рівний $5,6 \cdot 10^{-2} \text{ Зв}^{-1}$.

За аналогією з тим, що базовим рівнем, при визначенні прийнятності ризику в житті людини взагалі, прийнято частоту природних катастроф (10^{-8} на рік), мірою або масштабом при визначенні прийнятності ризику прийнято рівень радіоактивного ризику, що відповідає природному фонові (10^{-5} на рік).

Середні рівні індивідуального ризику в ядерному паливному циклі для шахтарів при добуванні урану – 10^{-3} , для персоналу

АЕС – $7 \cdot 10^{-4}$ на рік, що відповідає соціально прийнятному рівневі ризику. Для населення рівні індивідуального ризику біля підприємств по добуванню й переробці уранової руди були рівні $3 \cdot 10^{-9}$ на рік, біля АЕС – $3 \cdot 10^{-7}$ на рік, біля радіохімічних заводів – $3 \cdot 10^{-6}$ на рік.

При щорічній смертності від раку в Україні 60 тис. випадків на рік – число гіпотетичних смертей від раку за рахунок впливу ядерної енергії (шість випадків на рік) є зовсім незначним. З розрахунків впливає, що число гіпотетичних смертей від впливу ядерної енергетики приблизно дорівнює числу фатальних випадків від викидів вугільних теплових електростанцій. Таким чином, при нормальній експлуатації підприємства ядерного паливного циклу при існуючому рівні потужності АЕС практично не несуть ніякого ризику.

Розділ 5. МЕТОДИ РЕЄСТРАЦІЇ ІОНІЗУЮЧИХ ВИПРОМІНЮВАНЬ

Відразу ж після відкриття Рентгеном і Беккерелем Х-променів і явища радіоактивності постало питання кількісного та якісного вимірювання іонізуючого випромінювання. Методи його реєстрації, що спочатку розроблялися для дослідження властивостей радіоактивних речовин, процесів радіоактивних перетворень і вивчення характеристик ядерних випромінювань, надалі лягли в основу загальноприйнятих методик і приладів радіаційного контролю.

Першим із методів реєстрації іонізуючих випромінювань став фотографічний метод, використаний ще Рентгеном. В основі цього методу лежить явище потемніння фотоемульсії під впливом іонізуючого випромінювання. Було виявлено, що ступінь потемніння фотопластинки залежить від дози опромінення. Цю властивість було надалі використано для кількісного визначення доз так званими плівковими дозиметрами.

Іншим фізичним ефектом радіації, використаним для реєстрації випромінювання, стала іонізація газів. Цей принцип реєстрації, названий іонізаційним, був використаний ще в піонерських роботах подружжя Кюрі (електрометр Кюрі) і надалі був покладений в основу конструкції різноманітних газорозрядних лічильників, першим з яких стала трубка Гейгера.

У 1903 р., незабаром після відкриття іонізаційного й фотографічного методів, А. Гізелем був відкритий і після створення У. Круксом спінтарископа дістав досить широке поширення сцинтиляційний метод,

коли реєструвалося світіння (люмінесценція), що супроводжує взаємодію випромінювання з деякими речовинами, названими люмінофорами або сцинтиляторами.

Прилад, необхідний для одержання відкритих Рентгеном променів, був досить простим. Для одержання високої електричної напруги Вільгельм Конрад Рентген використовував індукційну котушку, а для розряду – катодно-променеву трубку. Трубка являла собою скляну колбу з гарним вакуумом і двома металевими електродами. На одному з цих електродів народжувалися катодні промені, що поширювалися перпендикулярно поверхні катода. Якщо стінки трубки були досить близькі, щоб катодні промені могли їх досягти, то під дією цих променів скло запалювалося флуоресцентним світінням. У цьому флуоресцентному світінні й з'являлися рентгенівські або Х-промені.

Рентгену першому вдалося їх виявити й досліджувати. Він виявив, що промені проникають через деякі речовини й затримуються іншими так, що добре знайомі предмети відкидають тіні на екрані, а промені засвічують фотографічні пластинки, і сфотографував тіні, отримавши знімки внутрішньої будови предметів. У грудні 1895 р., коли Рентген повідомив про своє відкриття Х-променів, він також згадав про застосування важких металів для екранування від щойно відкритих променів.

Анрі Беккереля зацікавило повідомлення про те, що рентгенівські промені виникають у флуоресціюючій плямі на стінці

катодної трубки. Публікація Рентгена на- штовхнула Беккереля на думку, що якщо флуоресцентне світіння, викликуване като- дними променями, містило рентгенівські промені, то вони могли викликатися й ін- шими видами флуоресцентного світіння. У якості люмінофора Беккерель вибрав кри- сталічний уранісульфат калію. Ця хімічна сполука включає атоми калію, урану, кисню й сірки. Досліди Беккереля, що полягали в опроміненні кристалів уранісульфату ка- лію сонячним світлом і реєстрації стиму- льованого, як він думав, ультрафіолетом проникаючого випромінювання за допо- могою фотопластинки, призвели до відкриття явища природної радіоактивності. Виявило- ся, що навіть у темряві випромінювання, яке випускається уранвмісними мінерала- ми, викликало почорніння фотографічної пластинки, вказуючи на зовсім нову приро- ду цього явища, названого пізніше М. Склодовською-Кюрі радіоактивністю. Таким чином, роботи Рентгена й Беккереля стали основою фотографічного методу ре- єстрації іонізуючих випромінювань, широ- ко застосовуваного й у наш час.

Через півтора роки після робіт Беккереля, наприкінці 1897 р., проникне випромі- нювання, що випускається ураном, привер- нуло до себе увагу Марії Склодовської-Кюрі. Вона не думала працювати фотогра- фічним методом, як це робив Беккерель, але розраховувала виявляти промені за допо- могою іншої їхньої властивості, відкритої Бе- ккерелем, – здатності розряджати наелект- ризовані тіла. Променям начебто вдавало- ся перетворювати повітря, через яке вони проходили, з ізолятора в провідник елект- рики, і по цій дії Склодовська-Кюрі вирі- шила виміряти їхню інтенсивність. Для цього було потрібно вимірювати дуже малі струми, однак у її розпорядженні був над- звичайно чутливий прилад – удосконалений електрометр, розроблений братами П'єром і

Жаком Кюрі. За допомогою цього приладу Марія Склодовська-Кюрі вимірювала інте- нсивність променів, що випускалися урано- вими рудами. При цьому подружжю Кюрі вдалося не тільки зареєструвати випромі- нювання радіоактивних матеріалів, але й відкрити й досліджувати властивості нових елементів – полонію й радію.

У 1896 р. професор Джозеф Джон Том- сон, досліджуючи проходження електрич- ного струму через розряджені гази, а також вивчаючи катодні рентгенівські промені, помітив, що рентгенівські промені, прохо- дячи через повітря, можуть зробити його провідником електрики. Ці роботи продов- жив Ернест Резерфорд, досліджуючи іоні- зацію, викликану рентгенівськими й ура- новими променями. Він мав намір вивчити іонізацію, що вироблялася променями то- рію. У 1897 р. в експериментах з відхилен- ням катодних променів у магнітному й елект- ричному полях Томсон показав, що вони являють собою потік негативно заряджених частинок, виміряв питомий заряд цих час- тинок і знайшов, що їхня маса приблизно у 1837 разів менша за масу атома водню. Так був відкритий електрон.

Велике значення для вивчення фунда- ментальних властивостей іонізуючих ви- промінювань мав цикл робіт Резерфорда щодо визначення маси й заряду α -частинок. Одним зі складних технічних завдань, що виникли в ході цих робіт, була розробка способу підрахунку α -частинок. Ще за три роки до цього У. Крукс розробив спінтари- скоп, оснащений екраном, покритим флуо- ресціюючим сірчистим цинком, що світився під дією α -частинок. Резерфорд наніс на екран крупинку азотнокислого радію й тоді, коли помістив екран під мікроскоп, щоб визначити місце розташування крупинки, виявив, що світло розподілялося не рівномі- рно по всьому екрані, а у вигляді швидкого ряду окремих маленьких яскравих спалахів.

Це явище й було використано для підрахунку актив взаємодії α -частинок із сірчистим цинком, причому не було потрібно поміщати радій на самому екрані, а тільки поблизу нього. При цьому досить було мати гарне збільшувальне скло, щоб розглянути окремі спалахи, або сцинтиляції.

У 1908 р. німецький фізик Ганс Гейгер і Е. Резерфорд сконструювали прилад для реєстрації окремих заряджених частинок (лічильник Гейгера). Застосування відповідних електронних схем, що працюють у режимі вимірювання іонізаційного струму або лічення імпульсів, зробило іонізаційний лічильник Гейгера одним з найбільш масових дозиметричних приладів, визначивши розвиток дозиметрії й радіометрії на наступні десятиліття.

Таким чином, використання фотопластинок Рентгеном і Беккерелем у 1895–1896 рр., електрометра Кюрі в 1897 р. і лічильника Гейгера в 1908 р., а також спітарископа Крукса в 1904 р. поклало початок основним методам дозиметрії й радіометрії іонізуючих випромінювань – плівкового, іонізаційного і сцинтиляційного, що широко використовуються й у наш час. Можна зробити висновок, що ці три основних методи, постійно вдосконалюючись, стали основою визначення кількості іонізуючого випромінювання протягом тривалого часу з моменту відкриття рентгенівських променів і радіоактивності.

5.1. Фізичні основи реєстрації й дозиметрії випромінювань і принципи побудови детекторів випромінювання

Розвиток атомної промисловості, широке використання ядерних технологій у різних галузях народного господарства привели до необхідності створення надійних методів реєстрації іонізуючих випромінювань.

Взаємодія іонізуючих випромінювань із різними речовинами приводить до різноманітних змін їхніх фізичних і хімічних властивостей. Ці зміни беруться за основу при розробці методів реєстрації іонізуючих випромінювань. Невід'ємною частиною будь-якого детектора є чутливий об'єм, у якому енергія іонізуючого випромінювання в процесі взаємодії з речовиною перетворюється у певний вид сигналу. Речовина, що представляє собою чутливий об'єм, може бути газом, рідиною, твердим тілом, що й дає відповідні назви детекторам: газові, рідинні, твердотільні.

Залежно від характеру взаємодії іонізуючого випромінювання з речовиною розрізняють такі методи його реєстрації: іонізаційні, сцинтиляційні, напівпровідникові, люмінесцентні, фотоемульсійні, хімічні, калориметричні тощо.

Одна з основних характеристик детектора – *ефективність реєстрації* випромінювання – рівна відношенню енергії, поглиненої в чутливому об'ємі, до енергії випромінювання, що проходить через цей об'єм.

Вимірювальна апаратура характеризується *чутливістю*, яка визначається мінімальним рівнем сигналу детектора, який може бути зареєстрований. Різнорізнанітні реєструвальні пристрої обов'язково містять такі складові частини (рис. 5.1):

- детектор для перетворення енергії іонізуючого випромінювання в інші форми енергії, більш зручні для реєстрації (електричну, світлову, теплову тощо);

- підсилювач для посилення електричних сигналів;

- перетворювальний пристрій для перетворення електричних сигналів по амплітуді, формі, кількості й тривалості;

- показувальний або реєструвальний пристрій для перетворення електричного сигналу в сприйману людиною форму. Реєструвальним пристроєм може бути стрілочний прилад,

самопис, електромеханічний лічильник, цифровий індикатор, дисплей тощо;

блок живлення для живлення окремих блоків приладу стабілізованою напругою.

Для цієї мети можуть використовуватися акумулятори, батареї, високовольтні стабілізатори й інші засоби.

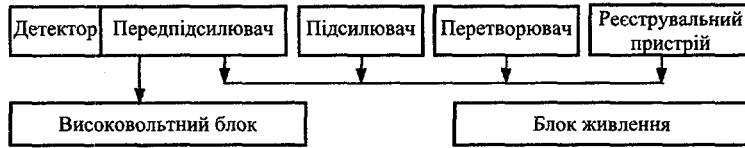


Рис. 5.1. Структурна схема установки реєстрації іонізуючого випромінювання

Для того щоб визначити дозиметричні характеристики випромінювання, що реєструється, необхідно встановити зв'язок між сигналом, сформованим детектором, і дозою (потужністю дози) випромінювання. Розглянемо на прикладі фотонного випромінювання найбільш важливі поняття, визначення й фізичні характеристики, необхідні для встановлення такого зв'язку.

Електронна рівновага – це такий стан взаємодії фотонів з речовиною, при якому поглинена енергія випромінювання в заданому об'ємі речовини дорівнює сумарній кінетичній енергії електронів, звільнених фотонами в тому ж об'ємі. Поглинена енергія в об'ємі визначається співвідношенням

$$\Delta E = (E_\gamma + E_e) - (E'_\gamma + E'_e), \quad (5.1)$$

де E_γ , E'_γ – сумарна енергія всіх фотонів, що відповідно входять у розглянутий об'єм і виходять з нього; E_e , E'_e – сумарна кінетична енергія всіх вхідних і вихідних електронів. Енергія фотонів, що входять в об'єм, перетворюється в сумарну кінетичну енергію електронів, що виникають у цьому об'ємі E_k , і енергію фотонів, що виходять із об'єму E'_γ :

$$E_\gamma = E'_\gamma + E_k. \quad (5.2)$$

При $\Delta E = E_k$ (за визначенням) із формул (5.1) і (5.2) отримаємо

$$E_e = E'_e,$$

тобто при електронній рівновазі сумарна кінетична енергія всіх електронів, що входять у розглянутий об'єм, дорівнює сумарній кінетичній енергії електронів, що залишають його.

Ефективний атомний номер речовини в дозиметрії – це атомний номер такої умовної простої речовини, для якого коефіцієнт передачі енергії випромінювання, розрахований на один електрон середовища, дорівнює коефіцієнту для даної складної речовини.

У двох речовинах з однаковим ефективним атомним номером при електронній рівновазі й тотожних умовах опромінення поглинена енергія випромінювання, що припадає на один електрон опромінюваного середовища, буде однаковою.

Ефективний атомний номер визначається для кожного виду взаємодії. Для фотоэффекту ефективний атомний номер складної речовини визначається за формулою

$$Z_{\text{эф}} = \sqrt[3]{\frac{a_1 Z_1^4 + a_2 Z_2^4 + a_3 Z_3^4}{a_1 Z_1 + a_2 Z_2 + a_3 Z_3}}.$$

Для ефекту утворення пар

$$Z_{\text{эф}} = \frac{\sum a_i \cdot Z_i^2}{\sum a_i \cdot Z_i},$$

де $a_1, a_2, a_3 \dots$ – відносне число атомів, що відповідає елементам $Z_1, Z_2, Z_3 \dots$ у складній речовині.

Для комптон-ефекту немає необхідності у визначенні Z_{ef} , тому що для складної речовини, яка складається з не дуже важких елементів, число електронів змінюється незначно й переріз пропорційний $Z/A = \text{const}$.

Середня енергія іоноутворення. Звільнені фотонами електрони витрачають свою енергію на збудження, іонізацію й гальмівне випромінювання.

Кінетична енергія первинного електрона

$$E_e = E_{\text{іон}} + E_G, \quad (5.3)$$

де $E_{\text{іон}}$ – енергія, затрачувана на іонізацію; E_G – енергія, що переходить в енергію характеристичного й гальмівного випромінювання.

Якщо прийняти що U_i – середній потенціал іонізації атомів середовища, а $N_{\text{іон}}$ – повне число пар іонів, то отримаємо

$$E_{\text{іон}} = N_{\text{іон}} \cdot e \cdot U_i, \quad (5.4)$$

де e – заряд одного іона; $e \cdot U_i$ – енергія іонізації. З формул (5.3) і (5.4) отримаємо середню енергію, необхідну на утворення однієї пари іонів:

$$W_0 = \frac{E_e}{N_{\text{іон}}} = e \cdot U_i \left[1 + \frac{E_G}{E_{\text{іон}}} \right].$$

Середня енергія іоноутворення містить у собі енергію іонізації й енергію збудження. В області енергій електронів до декількох мегаелектрон-вольтів втрату енергії на гальмівне випромінювання нехтують. Середнє значення W_0 для повітря прийняте рівним 33,85 еВ.

Співвідношення Брегга – Грея встановлює зв'язок між поглиненою енергією в порожнині і в оточуючій її стінці. Теоретично співвідношення утворюється при таких припущеннях:

інтенсивність первинного випромінювання постійна в газовій порожнині й оточуючій її речовині;

лінійні розміри газової порожнини значно менші, ніж пробіг електронів, звільнених фотонами;

газова порожнина для досягнення в ній електронної рівноваги повинна бути оточена шаром твердої речовини, товщина якого більша від пробігу найбільш швидких електронів у твердій речовині.

Виходячи з цих припущень, можна отримати таке співвідношення:

$$\Delta E_Z = \rho \cdot q \cdot \omega, \quad (5.5)$$

де ΔE_Z – енергія, поглинена за одиницю часу в одиниці об'єму твердої речовини поблизу порожнини; $\rho = G_Z(e_c)/G_T(e_c)$ – середнє значення відношення гальмівної здатності (середньої втрати енергії на одиниці шляху електронами з енергією E_e) твердої речовини й газу; q – число пар іонів, що утворюються в одиниці об'єму порожнини за одиницю часу; ω – середня енергія іоноутворення в повітрі.

Формула (5.5) називається формулою Брегга – Грея. Добуток $q \cdot \omega$ у формулі дорівнює енергії, поглиненій в одиниці об'єму порожнини $\Delta E_{\text{п}}$. У загальному випадку для будь-якого наповнення порожнини й будь-якого складу оточуючого її матеріалу формула (5.5) має вигляд

$$\Delta E_Z = \rho \cdot \Delta E_{\text{п}}.$$

Енергетична залежність чутливості дозиметричних детекторів. Припустимо, що показання приладу, призначеного для вимірювання поглиненої енергії ΔE_0 у деякій зразковій речовині, пропорційні поглиненій енергії в чутливому об'ємі детектора. Якщо для детектора дотримано умови Брегга – Грея, то поглинена енергія ΔE_Z у стінках, що оточують чутливий об'єм

детектора, пов'язана з поглиненою енергією в самому чутливому об'ємі ΔE_n співвідношенням

$$\Delta E_z = \frac{G_z \cdot \Delta E_n}{G_r}, \quad (5.6)$$

При електронній рівновазі

$$\Delta E_0 = \frac{\mu_{en,0} \cdot \Delta E_z}{\mu_{en,z}}, \quad (5.7)$$

де $\mu_{en,0}$ і $\mu_{en,z}$ – коефіцієнти поглинання енергії фотонного випромінювання зразкової речовини й для стінки детектора відповідно.

Враховуючи, що показання приладу пропорційні ΔE_n , а вимірювана величина є ΔE_0 , то чутливість детектора пропорційна відношенню $\Delta E_n/\Delta E_0$. З формул (5.6) і (5.7) отримаємо вираз для чутливості

$$\frac{\Delta E_n}{\Delta E_0} = \frac{\mu_{en,z}}{\mu_{en,0}} \cdot \frac{G_n}{G_z}. \quad (5.8)$$

Розглянемо енергетичну залежність чутливості $\Delta E_n/\Delta E_0 = f(E)$ стінової іонізаційної камери, наповненої повітрям, прийнявши повітря за зразкову речовину, у якій необхідно виміряти поглинену енергію в полі фотонного випромінювання. Тоді замість формули (5.8) можна записати

$$\frac{\Delta E_n}{\Delta E_0} = \frac{\mu_{en,e,z}}{\mu_{en,e,n}} \cdot \frac{G_{e,n}}{G_{e,z}},$$

де $\mu_{en,e,n}$ і $G_{e,n}$ – коефіцієнт поглинання й гальмівна здатність для повітря у розрахунку на один електрон середовища відповідно; $\mu_{en,e,z}$ і $G_{e,z}$ – ці ж величини для матеріалу стінки камери.

Відношення $G_{e,n}/G_{e,z}$ практично не залежить від енергії фотонів і, таким чином, енергетична залежність чутливості детектора визначається відношенням $\mu_{en,e,z}/\mu_{en,e,n}$.

5.2. Іонізаційний метод

Іонізаційний метод засновано на здатності іонізуючого випромінювання викликати іонізацію середовища. Якщо взяти яку-небудь речовину, яка не проводить електричний струм, і помістити її в поле дії іонізуючого випромінювання, то при взаємодії випромінювання з речовиною частина енергії передається атомам і молекулам цієї речовини й витрачається на їхню іонізацію. У речовині з'являються позитивно й негативно заряджені іони. При відсутності електричного поля іони рекомбінують між собою і в результаті в речовині встановлюється рівноважна концентрація іонних пар, яка знаходиться в умовах рівності швидкостей іонізації й рекомбінації при постійній інтенсивності випромінювання.

Якщо до речовини прикласти різницю потенціалів, то в ній виникає електричне поле, під дією якого позитивні іони перемістяться до негативного електрода, а негативні – до позитивного. У результаті цього в колі з'явиться електричний струм. За певних умов сила струму пропорційна інтенсивності випромінювання, що впливає на речовину.

Іонізаційні детектори (рис. 5.2) за конструкцією подібні до конденсаторів, тобто мають два електрода, розділені діелектриком. У якості діелектрика зазвичай використовують газ або суміш газів.

На іон зарядом e в електричному полі напруженістю U діє сила, рівна добутку $e \cdot U$. Під дією цієї сили іони рухаються до електродів, причому швидкість їхнього руху пропорційна напруженості електричного поля. При досить великій напруженості швидкість переміщення електронів (як більш легких частинок) може зрости настільки, що електрон на довжині вільного пробігу (від зіткнення до зіткнення) розганяється до енергії, що перевищує потенціал

іонізації атомів і молекул газу. Непружні зіткнення з таким електроном приводять до іонізації атомів і молекул. Цей процес, названий ударною іонізацією, збільшує число

пар іонів, що утворюються в газі, і є механізмом газового посилення іонізаційного ефекту випромінювання, що реєструється.

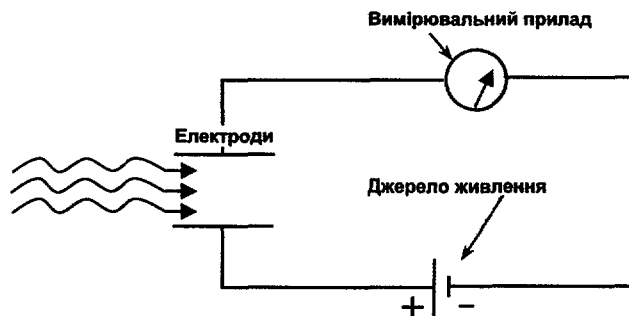


Рис. 5.2. Найпростіша схема іонізаційного детектора

Усі іонізаційні детектори поділяються на: іонізаційні камери – детектори з низьким значенням напруженості електричного поля в чутливому об'ємі, недостатньому для виникнення ударної іонізації;

газорозрядні лічильники – детектори з високим значенням напруженості електричного поля, що використовують механізм газового посилення.

Однією з найважливіших характеристик іонізаційного детектора є *вольт-амперна характеристика* (залежність іонізаційного струму від напруги на електродах при

незмінній інтенсивності випромінювання) (рис. 5.3).

Область Ома (I). У присутності джерела випромінювання в газі детектора поряд з іонізацією протікає рекомбінація. При невеликих напругах, прикладених до електродів детектора, лише мала частина зарядів досягає їх, а інші рекомбінують. Зі збільшенням напруги зростає швидкість руху зарядів, зменшується ймовірність рекомбінації, усе більше зарядів доходить до електродів і іонізаційний струм зростає пропорційно напрузі.

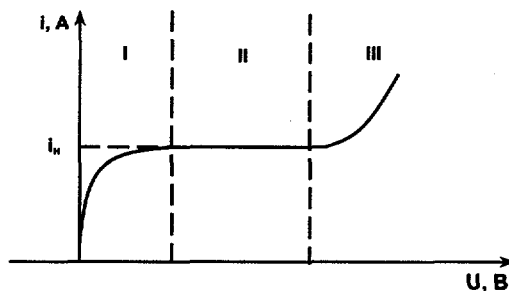


Рис. 5.3. Узагальнена вольт-амперна характеристика іонізаційного детектора

Область іонізаційних камер (II). Зі збільшенням напруги на електродах струм зростає й, нарешті, різниця потенціалів досягає такої величини, при якій практично всі іони, утворені в чутливому об'ємі детектора досягають електродів. Подальше збільшення різниці потенціалів не викликає зростання струму через детектор. У вольтамперній характеристиці спостерігається плато, а струм, що проходить через детектор, у цьому випадку прийнято називати струмом насичення.

Область газорозрядних лічильників (область ударної іонізації, III). Зі збільшенням напруженості електричного поля швидкість дрейфу іонів буде зростати. При досягненні певної різниці потенціалів кінетична енергія прискорених в електричному полі електронів на ділянці між двома зіткненнями досягає величини, при якій електрон зможе викликати іонізацію нейтрального атома. Знову утворені електрони також будуть прискорюватися в електричному полі і здійснювати іонізацію атомів, таким чином, виникає лавиноподібний процес.

Область ударної іонізації має кілька підобластей, які докладно будуть розглянуті нижче.

Іонізаційні детектори, що працюють в області II (іонізаційні камери), реєструють сумарну іонізацію й використовуються для вимірювання енергії, переданої опромінюваній речовині. Іонізаційні детектори, що працюють в області III (газорозрядні лічильники), використовуються в основному для визначення кількості радіоактивних речовин.

Іонізаційні камери поділяють за принципом дії (токові й імпульсні), конструкційними особливостями (плоскі, циліндричні, сферичні), призначенням (для реєстрації α -, β -, γ -випромінювання) тощо.

За конструкцією іонізаційні камери підрозділяють на циліндричні, плоскі й сферичні.

При конструюванні й виготовленні іонізаційних камер велике значення має вибір ізоляційного матеріалу між електродами. В якості ізолятора використовуються слюда, янтар, порцеляна, фторопласт та інші матеріали.

Збираючий електрод, залежно від застосування, виготовляється з вольфраму, сталі, сплавів металів, а корпус камери – з міді, латуні, нержавіючої сталі, графіту, алюмінію тощо.

За призначенням розрізняють іонізаційні камери для α -, β -, γ - і нейтронного випромінювань, α - і β -іонізаційні камери мають спеціальне вхідне вікно, закрите тонкою плівкою слюди або алюмінієвої фольги. Товщина плівок повинна бути значно меншою за величину пробігу α -частинок у слюді й β -частинок у фользі, γ -випромінювання реєструється по електронах, що утворилися в результаті його взаємодії з речовиною. Іонізаційні камери для γ -випромінювання бувають двох типів: нормальні (або камери з вільним газом) і стінові. В якості нормальних камер застосовують плоскі відкриті й циліндричні камери, корпусом яких служить велика сітка з тонкого металевого дроту. Іонізацію повітря в нормальній камері викликають електрони, що виникають при взаємодії γ -випромінювання на відстані від камери, рівній пробігу електронів. Нормальні камери використовуються для градування інших іонізаційних камер γ -випромінювання. У стінових іонізаційних камерах іонізацію газу-наповнювача викликають електрони, що виникають у стінках камери.

Якщо матеріал корпусу іонізаційної камери має атомний номер, близький до ефективного атомного номера повітря, що заповнює робочий об'єм камери, то його називають повітروهквівалентним, а іонізаційну камеру з такими стінками – повітروهквівалентною іонізаційною камерою.

Однак у всіх іонізаційних камерах струм насичення однозначно пов'язаний з числом пар іонів, утворених випромінюванням у чутливому об'ємі камери. Так, при рівномірній за об'ємом камері іонізації

$$i_H = N_0 \cdot V \cdot e = V \cdot e \frac{P_{\text{експ}}}{W_0}, \quad (5.9)$$

де N_0 – число пар іонів, утворених випромінюванням в 1 см^3 за одиницю часу; V – чутливий об'єм камери; e – заряд електрона; $P_{\text{експ}}$ – потужність експозиційної дози випромінювання; $W_0 = 33,85 \text{ еВ}$ – середня енергія іоноутворення.

Кількість електрики (заряд утворених іонів) для камери, заповненої повітрям,

$$Q = \frac{e \cdot V \cdot D_{\text{експ}}}{W_0},$$

де $D_{\text{експ}}$ – експозиційна доза випромінювання.

Таким чином, з формул видно, що струм насичення в камері пропорційний потужності дози, а повна кількість електрики, утворена в камері за якийсь час, пропорційна дозі випромінювання за той же час.

На практиці такий спосіб визначення потужності дози має деякі недоліки. Так, для іонізаційної камери із чутливим об'ємом 10^{-3} м^3 значення іонізаційного струму при потужності дози $2,8 \text{ мбер/год}$ дорівнює $2,6 \cdot 10^{-13} \text{ А}$, тому схема, що містить іонізаційну камеру, неминуче повинна містити блок посилення слабких сигналів.

Іонізаційні камери, що служать для вимірювання сумарного іонізаційного ефекту, називаються *струмовими або інтегруючими камерами*. Камери, що служать для вимірювання окремих іонізуючих частинок, називають *імпульсними камерами*. У струмових камерах опір вхідного кола значно вищий, ніж в імпульсних (10^{15} і 10^8 Ом відповідно), і, отже, вища постійна часу – час, за який заряд, накопичений на збираючому електроді, розрядиться до початкового значення (10^4 с і 10^{-3} с відповідно).

Струмова іонізаційна камера, іонізація в чутливому об'ємі якої створюється електронами, що виникають у результаті взаємодії γ -квантів з повітрям, називається *безстіною камерою*.

Струмова іонізаційна камера, іонізація в чутливому об'ємі якої створюється вторинними електронами, що виникають у результаті взаємодії γ -квантів зі стінками, називається *стіною камерою*.

Матеріал і товщина стінок впливають на залежність чутливості камери від енергії випромінювання. Цей небажаний ефект можна усунути, виготовляючи стінки з повітроеквівалентних речовин, таких як плексиглас, полістирол тощо. Однак, оскільки виготовлення й практичне використання камер з такими стінками доволі складне, часто використовують камери зі стінками з алюмінію. У таких камерах хід із жорсткістю відсутній при енергії випромінювання вище 200 кеВ .

Енергетичну залежність чутливості камер з повітроеквівалентною і алюмінієвою стінками наведено на графіку (рис. 5.4).

Однією з широко застосовуваних різновидів іонізаційних камер є так звана *конденсаторна камера* (наприклад, комплект КІД-6). Конденсаторна камера заряджається до певної початкової різниці потенціалів. Під дією випромінювання іони, що утворилися в газовому об'ємі камери, розряджають її. Відповідна зміна різниці потенціалів пропорційна дозі випромінювання. Перевагою конденсаторних камер є їх більш висока чутливість.

Ще більшу чутливість до іонізуючого випромінювання мають *газорозрядні лічильники*. За принципом устрою газорозрядні лічильники не відрізняються від іонізаційних камер. Відмінність полягає лише у величині напруженості електричного поля між електродами, що приводить до виникнення в чутливому об'ємі детектора газового посилення (рис. 5.5).

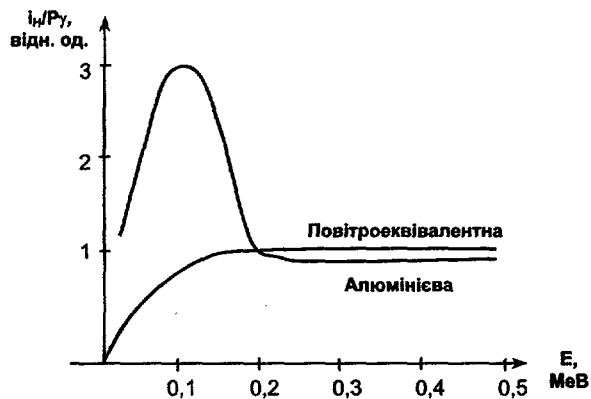


Рис. 5.4. Енергетична залежність чутливості різних іонізаційних камер

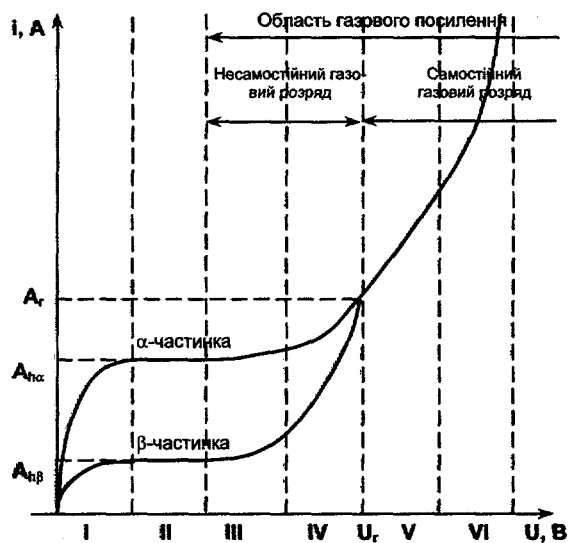


Рис. 5.5. Залежність амплітуди імпульсів від напруги для різних режимів роботи іонізаційного детектора: I – область Ома; II – область насичення; III – область пропорційності; IV – область обмеженої пропорційності; V – область самостійного розряду (область Гейгера); VI – область безперервних розрядів

Головною характеристикою цього процесу є коефіцієнт газового посилення, чисельно дорівнює відношенню кількості іонів, що прийшли на збираючий електрод, до загального числа раніше утворених іонів.

Залежно від конструкції лічильника й прикладеної напруги коефіцієнт газового посилення може досягати 10^7 . Розрізняють кілька типів газорозрядних лічильників. Для розуміння їхніх різниць розглянемо

вольт-амперну характеристику. З метою більшої наочності будемо розглядати вольт-амперні характеристики для α - і β -частинок.

Перші дві області розглядалися раніше. Відзначимо тільки, що в області насичення амплітуда імпульсу (сила струму) пропорційна первинній іонізації, тобто енергії зарядженої частинки, поглиненої в чутливому об'ємі. Тому амплітуда імпульсу для α -частинки, що утворює близько 10^4 пар на 1 см, набагато більша, ніж амплітуда імпульсу для β -частинки, що утворює на тім же шляху близько 30 пар іонів.

Область пропорційності. Зі збільшенням напруженості електричного поля електрони, утворені іонізуючим випромінюванням при русі до збираючого електрода, викликають іонізацію атомів газу-наповнювача. Знову утворені електрони також будуть прискорюватися в електричному полі й здійснювати іонізацію, тобто виникає лавиноподібний процес. На початковому етапі амплітуда імпульсів від α - і β -частинок пропорційно зростає. У даній області коефіцієнт газового посилення є постійною величиною для даного детектора. Він залежить від напруги на електродах детектора, від природи газу-наповнювача і його тиску, а також від конструкційних особливостей детектора і не залежить від амплітуди імпульсу.

У даній області коефіцієнт газового посилення становить від 1 до 10^4 , а лічильники, що працюють у даній області, одержали назву пропорційних.

По амплітуді імпульсу, що виникає в пропорційному лічильнику при проходженні через нього іонізуючої частинки, можна отримати відомості про природу або енергію частинки.

Область обмеженої пропорційності. При подальшому збільшенні напруги коефіцієнт газового посилення починає зале-

жати від кількості іонів у лавині, що утворюється, починає позначатися своєрідне «насичення» процесу газового посилення. При тій самій напрузі коефіцієнт газового посилення буде різним для частинок з різною щільністю іонізації. Хоча розходження між числом пар іонів, створюваних α - і β -частинками в чутливому об'ємі детектора, настільки велике, що в цій області ще можна розрізнити тип частинки, що проходить через лічильник, однак паралельність вольт-амперних характеристик для різних типів частинок порушується.

Область обмеженої пропорційності практично не використовується для реєстрації іонізуючих випромінювань.

Область Гейгера (область самостійного розряду). Якщо ще більше підвищувати напругу, прикладену до детектора, і перейти деяку граничну напругу U_r , то детектор буде переведений в область самостійного розряду. Якщо в області пропорційності газовий розряд охоплює невелику частину чутливого об'єму детектора, то в області Гейгера – весь чутливий об'єм. У даній області імпульс струму не залежить від початкового числа пар іонів у чутливому об'ємі, а визначається тільки вторинною іонізацією.

Детектори, що працюють у даній області, називаються лічильниками Гейгера – Мюллера.

Область безперервного розряду. Існування розряду в цій області не пов'язане з іонізацією в чутливому об'ємі детектора, а визначається напругою, прикладеною до його електродів.

Використання детекторів для реєстрації іонізуючих випромінювань у даній області вольт-амперної характеристики неможливе.

Лічильником Гейгера – Мюллера можна вважати число іонізуючих частинок, не ідентифікуючи їхньої природи, тобто імпульси, створені α - і β -частинками, будуть ідентичними. Нечутливість лічильника до

нових іонізуючих частинок у період протікання через нього струму розряду, а також необхідність якнайшвидшого його повернення до робочого стану, приводить до введення в схему елементів, призначених для гасіння самостійного розряду після того, як він буде зареєстрований.

Розрізняють зовнішнє й внутрішнє гасіння. При *внутрішньому гасінні* переривання самостійного розряду досягається за рахунок зміни внутрішнього механізму розряду, а такі лічильники називають самогасними.

Під дією іонізуючого випромінювання в лічильниках виникає безперервний заряд, обумовлений вириванням фотоелектронів з катода ультрафіолетовим випромінюванням. Джерелами ультрафіолетового випромінювання є збуджені атоми й молекули, що утворюються в процесі проходження в детекторі газового розряду.

Для гасіння самостійного розряду в газорозрядний проміжок вводиться спеціально підібрана суміш газів, що поглинає фотони ультрафіолетового світла. Такими добавками можуть бути пари багатоатомних органічних газів (етиловий спирт, метан, ацетон тощо) або галогенів (бром, хлор тощо).

Недоліками самогасних лічильників з органічними добавками є те, що добавки поступово розкладаються на більш прості сполуки, які, як правило, не мають гасильних властивостей, а також висока робоча напруга ($\sim 1000\text{--}1500\text{ В}$).

Переваги галогенних самогасних лічильників:

- практично необмежений термін служби;
- низька робоча напруга ($300\text{--}500\text{ В}$);
- широкий температурний діапазон працездатності (від -40 до $+60^\circ\text{ С}$);

- велика кількість електрики в кожному акті розряду (більш проста електрична схема).

Недоліки галогенних самогасних лічильників:

- великий час розвитку розряду (10^{-5} с проти 10^{-7} с) у високовольтних самогасних лічильників з органічними добавками);

- необхідність використання відносно товстих стінок корпусу й катода з корозієстійкого матеріалу.

При *зовнішньому гасінні* переривання самостійного розряду досягається за рахунок спеціальної гасильної радіотехнічної схеми, що понижує напругу, прикладену до електродів лічильників, до значень, при яких існування самостійного розряду неможливе. Такі лічильники дістали назву *несамогасних*, і саме вони одержали найбільше поширення, у першу чергу за рахунок своєї швидкодії. Ефективність реєстрації α - або β -частинок, що потрапили в чутливий об'єм лічильника, складає практично 100 %. У дійсності ж ці частинки повинні проникнути в чутливий об'єм через стінку датчика, що істотно знижує ефективність їх реєстрації. З метою зменшення поглинання випромінювання в стінках лічильника використовують торцеві лічильники з тонким входним вікном, ефективність реєстрації для таких лічильників становить 80–100 %.

Ефективність реєстрації γ -квантів за допомогою лічильників Гейгера – Мюллера вкрай мала, що пов'язане з малою товщиною стінки, а отже, з малою ймовірністю утворення вторинних електронів, які викликають іонізацію в чутливому об'ємі лічильника. У випадку збільшення товщини стінки при товщині, що перериває пробіг електрона в речовині стінки, знову утворені електрони не будуть досягати чутливого об'єму. У цілому ефективність реєстрації γ -квантів за допомогою лічильників Гейгера – Мюллера не перевищує 1 %.

У газорозрядних лічильниках спостерігається значна залежність ефективності реєстрації від енергії попадаючого γ -випромінювання. Навіть із використанням

згладжувальних фільтрів хід із жорсткістю становить $\pm 25\%$.

Формування імпульсу напруги газорозрядного лічильника. Під дією іонізуючого випромінювання в газорозрядному лічильнику виникає іонізаційний струм (рис. 5.6). Цей струм заряджає конденсатор. Через

якийсь час конденсатор починає розряджатися, і розрядний струм проходить через навантажувальний опір, викликаючи на ньому короточасний спад напруги – імпульс напруги. Слабкий імпульс напруги після посилення надходить на перетворюючий, а потім на реєструвальний пристрій.

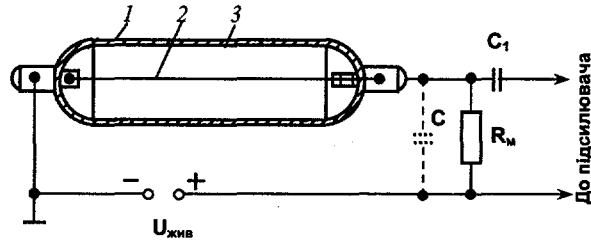


Рис. 5.6. Будова і схема вмикання газорозрядного лічильника:

- 1 – скляний балон (корпус); 2 – металева нитка (анод);
3 – металевий циліндр або металізоване покриття (катод)

Газорозрядні лічильники характеризуються такими параметрами: лічильна характеристика, фон лічильника, роздільна здатність, ефективність, хід із жорсткістю й термін служби лічильника.

Лічильна характеристика лічильника являє собою залежність швидкості лічення від напруги на лічильнику при постій-

ній інтенсивності випромінювання й певному порозі дискримінації реєструвального пристрою. Поріг чутливості звичайно відповідає початку області Гейгера U_{Γ} . Лічильна характеристика має ділянку 100–300 В, на якій швидкість лічення майже не змінюється з напругою на лічильнику (рис. 5.7).



Рис. 5.7. Лічильна характеристика лічильника: $U_{п.л}$ – напруга початку лічення; $U_{п.п}$ – напруга на початку плато; $U_{роб}$ – робоча напруга; $U_{к.п}$ – напруга в кінці плато

Робочу напругу лічильника вибирають у середині або в першій третині горизонтальної ділянки (плато). Плато лічильника має деякий підйом (нахил), обумовлений появою помилкових імпульсів. Нахил плато – відносне зростання швидкості лічення при збільшенні напруги на 1 В дорівнює

$$\eta = \frac{2 \cdot (N_{\text{к.п}} - N_{\text{п.п}})}{(N_{\text{к.п}} + N_{\text{п.п}}) \cdot \Delta U} \cdot 100 \%, \quad (5.10)$$

де $N_{\text{п.п}}$ – швидкість лічення на початку плато; $N_{\text{к.п}}$ – швидкість лічення в кінці плато; ΔU – довжина плато, В. У більшості типів лічильників нахил плато не перевищує 0,1–0,15 %.

Фон лічильника $N_{\text{ф}}$ – середня швидкість лічення лічильника при робочій напрузі під час відсутності іонізуючого випромінювання. Фон лічильника в основному обумовлений космічним випромінюванням, радіонуклідами, що входять до матеріалу лічильника (^{40}K , ^{14}C тощо), його забрудненням і помилковими імпульсами. Фон лічильника від космічного випромінювання зазвичай дорівнює 2–3 імп./хв на 1 см^2 поверхні трубки. Для зменшення фону від космічного випромінювання лічильники поміщають у масивні (свинцеві, сталеві, ртутні) світло-непроникні екрани.

Роздільна здатність лічильника – це час, через яке лічильник може зареєструвати наступну частинку. У результаті внутрішніх процесів на якийсь час після реєстрації частинки лічильник стає нечутливий до чергової частинки, що попадає в нього. Цей час прийнято називати *мертвим часом* лічильника. Мертвий час лічильника приводить до прорахунків, які необхідно враховувати введенням відповідних поправок. Справжня швидкість лічення N_0 при $N \cdot t_{\text{м}} < 1$ може бути визначена зі співвідношення

$$N_0 = \frac{N}{1 - N \cdot t_{\text{м}}},$$

де N – експериментальна швидкість лічення; $t_{\text{м}}$ – мертвий час.

Ефективність лічильника ε – відношення числа частинок, що викликали імпульс (n_1), до загального числа частинок (n_2), що потрапили в лічильник за одиницю часу:

$$\varepsilon = \frac{n_1}{n_2} \cdot 100 \%.$$

Ефективність газорозрядних лічильників може бути від часток відсотка до 100 %. Ефективність 100 % означає, що лічильник на кожну частинку, що влетіла, видає один імпульс. Таку ефективність мають деякі β -лічильники. Ефективність газорозрядних лічильників до γ -випромінювання дорівнює 1–3 %. Ефективність залежить від конструкції, матеріалу лічильника й енергії випромінювання.

Хід із жорсткістю. Установимо зв'язок між швидкістю рахунку й потужністю поглиненої дози для лічильника, що використовується для дозиметрії фотонного випромінювання. Виразимо через Φ і Φ_E відповідно щільність потоку фотонів і щільність потоку енергії фотонів. Тоді потужність поглиненої дози

$$\begin{aligned} P_{\text{погл}} &= \mu_{\text{ен,м}} \Phi_E = \mu_{\text{ен,м}} \cdot \bar{E} \cdot \Phi = \\ &= \mu_{\text{ен,м}} \cdot \bar{E} \cdot \frac{n_{\text{ліч}}}{\varepsilon_{\text{ліч}}}, \end{aligned} \quad (5.11)$$

де $\bar{E}$ – середня енергія фотонів; $\mu_{\text{ен,м}}$ – масовий коефіцієнт поглинання енергії фотонів у повітрі; $n_{\text{ліч}}$ – число розрядів у лічильнику за 1 с, віднесене до одиниці поверхні лічильника; $\varepsilon_{\text{ліч}}$ – ефективність лічильника.

Перетворивши формулу (5.11) до вигляду

$$\frac{n_{\text{ліч}}}{P} = \frac{\varepsilon_{\text{ліч}}}{\mu_{\text{ен,м}} \cdot \bar{E}}, \quad (5.12)$$

отримаємо вираз для енергетичної залежності чутливості лічильника (хід із жорсткістю). У дозиметрії фотонного випромінювання за допомогою газорозрядних лічильників залежність їхньої чутливості від енергії відіграє велику роль і, по суті, визначає їхню придатність для цього. Повністю позбутися ходу з жорсткістю не представляється можливим, однак використання спеціально підібраних багат шарових фільтрів дозволяє домогтися практично постійної чутливості по щільності потоку енергії деяких β -лічильників у діапазоні енергій фотонів 0,09–2,5 МеВ.

Термін служби лічильника визначається загальним числом зареєстрованих частинок без істотних змін параметрів лічильника. Наприклад, термін служби високовольних лічильників порядку 10^9 – 10^{10} імпульсів. Несамогасні й галогенні лічильники характеризуються більш тривалим терміном служби.

Існують два основних методи вимірювання активності радіонукліда на реєструвальних установках: відносний і абсолютний.

Сутність *відносного методу* вимірювання активності радіонукліда полягає в порівнянні швидкості лічення від джерела з відомою активністю зі швидкістю лічення від джерела з невідомою активністю. Активність радіонукліда визначається за формулою

$$A_x = A_{\text{від}} \cdot \frac{N_x}{N_{\text{від}}},$$

де $A_{\text{від}}$ – активність джерела; N_x і $N_{\text{від}}$ – швидкості рахунку від джерела з невідомою й відомою активністю відповідно.

Для визначення активності радіонуклідів відносним методом необхідно мати великий набір джерел, що відрізняються за активністю, ізотопним і хімічним складом. При відносному методі визначення актив-

ності вносяться поправки на роздільний час і фон. Відносний метод простий і точний, але може мати велику похибку вимірювань через нееквівалентність порівнюваних джерел.

Сутність *абсолютного методу* вимірювання активності зводиться до визначення повної (4π) активності джерела. Активність джерела розраховується як добуток обмірюваної швидкості лічення N від джерела на ряд поправочних коефіцієнтів:

$$A = K_i \cdot N,$$

де K_i – сумарний поправочний коефіцієнт або, інакше, ціна поділки одного імпульсу.

Для реєстрації нейтронів використовують іонізацію, що виникає в результаті ядерних реакцій або пружних зіткнень з нейтронами. Для реєстрації повільних нейтронів застосовують лічильники з борними наповнювачами (типу BF_3), а для реєстрації швидких нейтронів – з органічними наповнювачами. Враховуючи, що детектування нейтронів, як правило, ведеться при наявності високого γ -випромінювання, що викликає іонізацію чутливого об'єму вторинними електронами (і, отже, іонізація менша, ніж від атомних ядер і протонів, що утворюються при ядерних реакціях), то для реєстрації нейтронів використовують газорозрядні лічильники, що працюють у пропорційному режимі.

У дозиметрії основне завдання – визначення поглиненої енергії в життєво важливих тканинах організму людини. Зважаючи на те, що ефективний атомний номер цих тканин $Z_{\text{еф}} = 7,42$ близький до ефективного атомного номера повітря $Z_{\text{еф}} = 7,64$, можна визначати поглинену енергію в тканинах організму людини за результатами вимірювання іонізації, створюваної розглянутим випромінюванням у повітрі.

Установимо зв'язок між струмом насичення в іонізаційній камері й потужністю

поглиненої дози в повітрі. Відповідно до формули (5.12) при електронній рівновазі

$$\Delta E_n = \frac{\mu_{en,n} \cdot \Delta E_z}{\mu_{en,z}},$$

де ΔE_n – енергія, що поглинається за одиницю часу в одиниці об'єму повітря при нормальних умовах у місці розташування камери.

На підставі формули Брега – Грея (формула (5.5) з урахуванням формули (5.10) і співвідношення $i_n = q \cdot V \cdot e$ (формула (5.9), де $q = N$ і використовуючи відповідні коефіцієнти поглинання енергії, розраховані на електрон, отримаємо співвідношення між потужністю поглиненої дози в повітрі P і струмом насичення в іонізаційній камері:

$$P_\gamma = a \cdot \frac{\mu_{en,e,n} \cdot G_{e,z}}{\mu_{en,e,z} \cdot G_{e,n}} \cdot \frac{\omega}{V \cdot e} \cdot i_n,$$

де a – постійний коефіцієнт, що враховує розмірність величин.

Для чутливості камери отримаємо звідси вираз

$$\frac{i_n}{P_\gamma} = \frac{e \cdot V}{a \cdot \omega} \cdot \frac{\mu_{en,e,z} \cdot G_{e,n}}{\mu_{en,e,n} \cdot G_{e,z}}.$$

Якщо ефективний атомний номер матеріалу стінок камери дорівнює ефективному атомному номеру повітря, то $\mu_{en,e,z}/\mu_{en,e,n} = 1$.

Для камер із твердими повітروهквівалентними стінками можна вважати також, що $G_{e,n}/G_{e,z} = 1$. Тоді чутливість іонізаційних камер з повітروهквівалентними стінками дорівнює $e \cdot V/(a \cdot \omega)$ і не залежить від енергії фотонів. Коефіцієнт a визначається з умови, що при потужності поглиненої дози 1 Гр/с заряд, що утвориться в 1 см³ камери за 1 с, дорівнює

$$\frac{\Delta E \cdot e}{\omega} = 3,8 \cdot 10^{-8} \text{ Кл}/(\text{с} \cdot \text{см}^3).$$

Звідси

$$i_n = 3,8 \cdot 10^{-8} \cdot V \cdot P_{\text{полг}}; \quad P = 2,6 \cdot 10^7 \cdot \frac{i_n}{V},$$

де $P_{\text{полг}}$ – потужність поглиненої дози в повітрі, Гр/с; i_n – струм насичення в камері, наповненій повітрям при температурі 0° С і тискові 1013 гПа (760 мм рт. ст.), А; V – об'єм камери, см³. Якщо струм насичення вимірюється при температурі t °С і тискові P_0 , гПа, то

$$\left. \begin{aligned} i_n &= 3,8 \cdot 10^{-8} \cdot \frac{273}{273+t} \cdot \frac{P_0}{1013} \cdot V \cdot P_\gamma \\ P_\gamma &= 2,6 \cdot 10^7 \cdot \frac{i_n}{V} \left[1 + \frac{t}{273} \right] \cdot \frac{1013}{P_0} \end{aligned} \right\}.$$

При реєстрації окремих частинок іонізаційними камерами амплітуду імпульсу напруги, що надходить на вхід підсилювача, визначають за формулою

$$\Delta U = e \cdot \frac{N}{C},$$

де e – заряд електрона; N – число пар іонів, утворених за одиницю часу в одиниці об'єму газу; C – електрична ємність камери.

5.3. Сцинтиляційний метод

Назва даного методу вказує, що в його основі лежить явище сцинтиляції. Деякі речовини (сцинтилятори) мають таку особливість, що процес проходження через них іонізуючого випромінювання супроводжується слабкими світловими спалахами, які можуть бути виявлені й виміряні апаратурою, що має високу світлочутливість.

Фізична основа сцинтиляційного методу – збудження й іонізація атомів і молекул речовини при проходженні через неї заряджених частинок. Через певний час вони переходять в основний стан, випускаючи

світлове випромінювання, спектр якого залежить від структури енергетичних рівнів атомів і молекул речовини. Спалах світла може відбутися й при проходженні через сцинтилятор непрямо іонізуючого випромінювання за рахунок вторинних частинок. При проходженні фотонів це будуть електрони віддачі й фотоелектрони, а при прохо-

дженні нейтронів – це ядра віддачі або заряджені частинки, що з'явилися в результаті (n, α) -, (n, p) -реакцій і т. д.

Розглянемо механізм висвічування неорганічного сцинтилятора (рис. 5.8). Світіння пов'язане з існуванням центрів люмінесценції, обумовлених наявністю яких-небудь домішок.

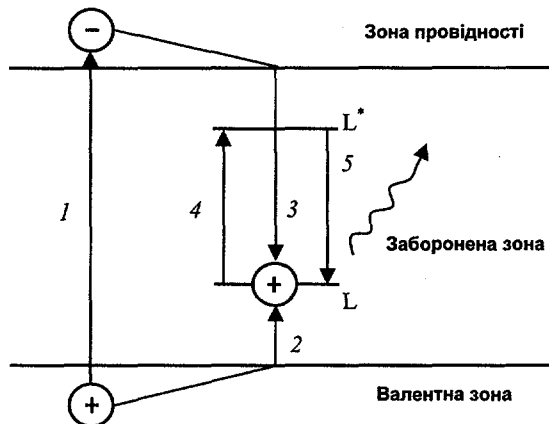


Рис. 5.8. Механізм висвічування неорганічного сцинтилятора:
1 – перехід електрона з валентної зони в зону провідності; 2 – захоплення дірки центром люмінесценції; 3 – рекомбінація електрона з діркою на центрі люмінесценції; 4 – порушення центра люмінесценції; 5 – випромінювальний перехід в основний стан

Для пояснення процесів, що протікають, скористаємося зонною моделлю енергетичних рівнів електронів у кристалі. Електрони в ізольованих атомах можуть мати лише деякі дискретні значення енергії. У результаті існування хімічних зв'язків між атомами в кристалі кожний енергетичний рівень електрона розщеплюється в безперервний набір дозволених рівнів, названий зоною. Сукупність дозволених енергетичних рівнів для вільних електронів називається зоною провідності, а для електронів, що беруть участь в утворенні валентних зв'язків між атомами кристала, – валентною зоною. Для переведення електрона зі зв'язаного стану у

валентній зоні у вільний стан у зоні провідності необхідно передати йому енергію, рівну енергії валентного зв'язку. Ця енергія визначає ширину забороненої зони, що розділяє зону валентних рівнів і зону провідності. Заборонена зона не містить електронних енергетичних рівнів, якщо в кристалі відсутні домішки й дефекти структури.

Під впливом іонізуючого випромінювання відбувається перехід електрона з валентної зони в зону провідності. Дірка, або вакансія, що утворюється при цьому, переходить з валентної зони в заборонену зону на рівень L і стає центром висвічування (люмінесценції). Електрон притягується

надлишковим позитивним зарядом і рекомбінує з діркою. Центр люмінесценції переходить у збуджений стан, що знімається випромінюванням світлового фотона.

Висвічування органічних сцинтиляторів пояснюється внутрімолекулярними процесами збудження одного з хімічних зв'язків з наступним зняттям збудження випромінюванням світлового фотона.

Фотони, що виникають у сцинтиляторі під дією іонізуючого випромінювання, по світлопроводу попадають на фотокатод фотоелектронного помножувача (ФЕП) і вибивають з нього фотоелектрони, фотоелектрони проходять через фокусувальну діафрагму й розганяються електричним полем. Проходячи через систему помножувальних електродів (динодів) електронний потік підсилюється в середньому в 10^5 – 10^6 разів і потрапляє на анод ФЕП. Величина анодного струму пропорційна кількості сцинтиляцій і, отже, пропорційна інтенсивності випромінювання, що потрапляє на сцинтилятор. Для живлення ФЕП використовується джерело високої стабілізованої напруги, тому що для вторинної електронної емісії (помноження числа електронів) необхідно, щоб енергія електрона, що потрапляє на динод, перевищувала роботу виходу електронів з динода. Вимірюванню може підлягати як середнє значення струму, так і число імпульсів за одиницю часу (струмовий і лічильний режими роботи). Струмовий режим використовується для визначення поглиненої енергії, лічильний – для визначення щільності потоку.

Сцинтилятори характеризуються такими параметрами: сцинтиляційною ефективністю, світловим виходом, часом висвічування, прозорістю до власного випромінювання.

Сцинтиляційна (конверсійна) ефективність – це та частина поглиненої в сцинтиляторі енергії іонізуючого випромінювання, що перетворилася в енергію світлового спалаху.

Конверсійна ефективність η_k – відношення енергії світлових фотонів E_ϕ до енергії зарядженої частинки E_n , поглиненої в сцинтиляторі,

$$\eta_k = \frac{E_\phi}{E_n}. \quad (5.13)$$

Значення η_k залежить від типу сцинтилятора і вимірюється в межах від 0,01 до 0,3.

Зі співвідношення (5.13) можна визначити число фотонів n_ϕ , випущених сцинтилятором:

$$n_\phi = \eta_k \cdot \frac{E_n}{\bar{E}}, \quad (5.14)$$

де $\bar{E}$ – середня енергія фотонів.

Світловий вихід χ – відношення числа фотонів світлового спалаху до енергії зарядженої частинки, поглиненої в сцинтиляторі:

$$\chi = \frac{n_\phi}{E_n} = \frac{\eta_k}{\bar{E}}.$$

Час висвічування τ – середній час життя, яким характеризуються збуджені стани атомів. Цей час характерний для кожного сцинтилятора й коливається в межах 10^{-9} – 10^{-5} с. Часовий розподіл фотонів підкоряється експоненціальному закону

$$n = \frac{n_0 \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)}{\tau}, \quad (5.15)$$

де n – число фотонів, що випускаються за одиницю часу. Постійна часу висвічування τ характеризує час, необхідний для зменшення максимальної кількості фотонів, що випускаються, в e разів.

Розрізняють органічні й неорганічні сцинтилятори. *Органічні сцинтилятори* являють собою монокристали деяких органічних сполук – антрацену, стильбену, нафталіну, толану. Вміст водню в органічних сцинтиляторах дозволяє використовувати їх для реєстрації швидких нейтронів. Антрацен має найбільшу конверсійну ефектив-

ність ($\eta_{\text{до}} \approx 0,04$) серед усіх органічних кристалів, але дуже чутливий до різких змін температури, що призводять до втрати сцинтиляційних властивостей.

Більш стійким монокристалом є стильбен, що широко використовується для реєстрації швидких нейтронів. Стильбен зручний також при використанні в апаратурі розділення при реєстрації частинок різних типів. Він має дуже малий час висвічування швидкої компоненти ($\tau \approx 6 \cdot 10^{-9}$ с) і відносно високу конверсійну ефективність ($\eta \approx 0,02$).

При детектуванні важких частинок органічні сцинтилятори мають низький і нелінійний (залежно від енергії) світловий вихід.

Існують також рідкі й пластмасові органічні сцинтилятори. *Пластмасові* органічні сцинтилятори складаються з розчинника, активаторів і змішувача спектра. Висока прозорість матеріалів дозволяє виготовляти детектори великих розмірів. Пластмасові сцинтилятори добре обробляються механічно. Конверсійна ефективність пластмасових сцинтиляторів 0,05–0,5 відносно антрацену, час висвічування $(2-8) \cdot 10^{-9}$ с. При зниженні температури люмінесцентні властивості пластмасових сцинтиляторів поліпшуються.

Рідкі органічні сцинтилятори підрозділяються на двокомпонентні (розчин і активатор) і багатоконпонентні (розчин, активатор і змішувач спектра). Світловий вихід у рідких сцинтиляторів менший, ніж в органічних кристалів. Він становить від 0,04 до 0,4 відносно світлового виходу антрацену; конверсійна ефективність відносно антрацену така ж, як і в пластмасових сцинтиляторів; час висвічування менший, ніж в антрацену й становить 10^{-9} с. Рідкі сцинтилятори виготовляють особливо великих розмірів, вони мають гарну прозорість, прості й дешеві, придатні для реєстрації всіх видів випромінювань у геометрії 4л. Для реєстрації теплових нейтронів у розчин уводять сполуки бору, кадмію, гадолінію тощо.

Неорганічні сцинтилятори, застосовувані для детектування й спектрометрії іонізуючого випромінювання, можна розділити на три групи: сульфідів (ZnS, активовані сріблом або міддю, CdS, активовані сріблом); галогеніди лужних металів (NaI, CsI, LiI, активовані талієм, CaI₂, LiI, активовані європієм, CsF – неактивований) і вольфрамати (CaWO₄, CdWO₄). При вирощуванні кристалів у більшість із них уводяться спеціальні домішки (активатори), що збільшують щільність центрів люмінесценції. Характеристики деяких неорганічних кристалічних сцинтиляторів наведено в табл. 5.1.

На сьогодні у більшості сцинтиляційних лічильників використовується йодистий натрій, активований талієм. Хімічна формула записується як NaI(Tl). Додатки талію дозволяють збільшити світловихід кристалів при кімнатній температурі. Коли при втратах енергії фотонів утворюються фотоелектрони, комптонівські електрони й електронно-позитронні пари, то у фосфорі вони перетворюються у світловий спалах із тривалістю близько чверті мікросекунди. Світлові фотони перебувають у блакитній області оптичного спектра (довжина хвилі близько 4100 Å або 410 нм). Через малий час формування спалаху лічильник може працювати при великих швидкостях лічення. Інтенсивність світлового спалаху прямо пропорційна енергії, втраченій фотоном у кристалі.

Кристали NaI(Tl) використовуються винятково для реєстрації γ -випромінювання. Основна причина – його гігроскопічність. Кристал поглинає вологу з навколишнього простору. Незахищений кристал NaI, залишений на тиждень без відповідної упаковки, зруйнується, перетворившись на дрібний порошок. Це означає, що кристал повинен бути завжди в герметичній упаковці, що запобігає його контакту з навколишнім вологим повітрям. Переважно кристали

упаковуються в алюмінієвий стакан, покритий зсередини світловідбивним покриттям. Кристал NaI(Tl) щільно поміщається в стакан і закривається скляним або кварцовим

вікном (рис. 5.9). Металевий контейнер ефективно захищає кристал від потрапляння в нього α - або β -частинок.

Таблиця 5.1. Характеристики деяких неорганічних сцинтиляторів

Матеріал	Довжина хвилі при максимумі випускання, нм	Постійна спаду, мкс	Щільність, г/см^3	Гігроскопічність	Сцинтиляційна ефективність, %
NaI(Tl)	410	0,23	3,67	так	100
CsI(Na)	420	0,63	4,51	так	85
CsI(Tl)	565	1,00	4,51	ні	45
${}^6\text{LiI(Eu)}$	470–485	1,40	4,08	так	35
$\text{CaF}_2(\text{Eu})$	435	0,94	3,19	ні	50
BaF_2	325	0,63	4,88	ні	20
CsF	390	0,005	4,64	так	3–5
$\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$	480	0,30	7,13	ні	12
ZnWO_4	480	5,0	7,87	ні	26
CdWO_4	540	5,0	7,90	ні	40

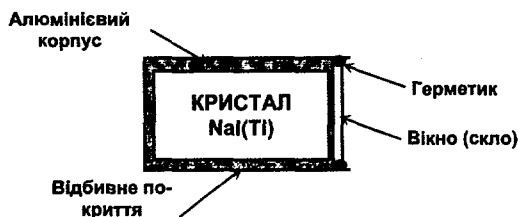


Рис. 5.9. Упакований кристал NaI(Tl)

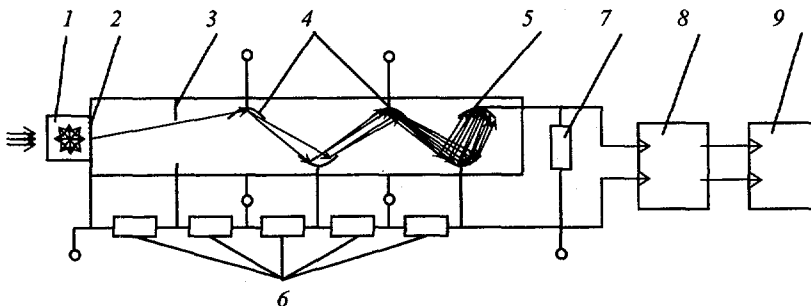


Рис. 5.10. Принципова схема сцинтиляційного детектора: 1 – сцинтилятор; 2 – фотокатод ФЕП; 3 – фокусувальна діафрагма; 4 – діноди; 5 – анод ФЕП; 6 – подільник напруги; 7 – вихідний опір; 8 – підсилювач; 9 – перерахунковий прилад

Для того щоб отримати сцинтиляційний детектор, упакований кристал з'єднують оптично з вхідним вікном ФЕП електронного приладу, що перетворює слабкі світлові спалахи у великий електричний сигнал. Робота ФЕП пояснюється на кресленні, представленому на рис. 5.10.

Світлові фотони зі сцинтилятора 1 через світлопровід 2 потрапляють у вхідне вікно ФЕП. Внутрішня поверхня вхідного вікна, покрита матеріалом, що випускає електрони при влученні в нього світлових фотонів, називається фотокатодом. Електрони з фотокатода 2 через фокусувальну діафрагму 3 притягуються до металевих елементів 4, названих динодами, завдяки прикладеній зовні різниці потенціалів. Кожний прискорений електрон, гальмуючись у диноді, вибиває з нього кілька вторинних електронів, що завдяки спеціальній геометрії динода спрямовуються на наступний динод. Потік електронів збирається на останньому диноді, названому анодом 5. Живлення ФЕП здійснюється за допомогою джерела стабілізованої високої напруги з подільником 6. У коло анода включається опір навантаження 7, на якому формується імпульс напруги.

Кількісною характеристикою процесу помноження електронів є коефіцієнт вторинної електронної емісії σ , який дорівнює відношенню числа вибитих з динода електронів до числа електронів, що падають на його поверхню. Він залежить від матеріалу й стану поверхні динода, від енергії й кута падіння електронів і може приймати значення від 5 до 10. Якщо у ФЕП є n динодів, для кожного з яких коефіцієнт вторинної електронної емісії σ_i , то коефіцієнт помноження ФЕП визначається зі співвідношення

$$M = \prod_{i=1}^n \alpha_i \cdot \sigma_i,$$

де α_i – коефіцієнт, що визначає частку електронів, що потрапляють з одного динода на інший. У ФЕП звичайно є від 10 до 14 динодів і, таким чином, повне посилення (коефіцієнт посилення) може досягати 10^6 .

Залежно від вимірюваної величини (середнє значення анодного струму або швидкість лічення імпульсів струму) розрізняють струмовий і лічильний режими сцинтиляційного детектора.

Струмовий режим сцинтиляційного лічильника. Розглянемо залежність потужності дози від анодного струму i_ϕ при реєстрації фотонного випромінювання. Середній струм на аноді ФЕП можна розрахувати, використовуючи формулу (5.15), зі співвідношення

$$i_\phi = e \cdot \eta_k \cdot E_n \cdot g \cdot \frac{M}{E}, \quad (5.16)$$

де e – заряд електрона; g – число фотоелектронів на один випущений світловий фотон; M – коефіцієнт посилення ФЕП.

Нехай на торцеву поверхню циліндричного сцинтилятора з площею торця S і висотою h нормально падає пучок фотонів. Тоді поглинена за одиницю часу енергія E_n у сцинтиляторі

$$\begin{aligned} E_n &= \int_0^h I \cdot S \cdot \exp(-\mu x) \cdot \mu_{\text{ен}} dx = \\ &= \frac{I \cdot S \cdot \mu_{\text{ен}}}{\mu} \cdot [1 - \exp(-\mu \cdot h)] \end{aligned} \quad (5.17)$$

де $\mu_{\text{ен}}$ – лінійний коефіцієнт поглинання енергії фотонів у речовині сцинтилятора; μ – лінійний коефіцієнт ослаблення фотонів у сцинтиляторі; I – щільність потоку енергії падаючих фотонів.

Інтегрування проведене по висоті сцинтилятора в припущенні, що енергетичний склад випромінювання істотно не змінюється.

Потужність поглиненої дози пов'язана зі щільністю потоку енергії фотонів співвідношенням

$$P = I \cdot \mu_{\text{еп, м, п}},$$

де $\mu_{\text{еп, м, п}}$ – масовий коефіцієнт поглинання енергії в повітрі. Вирішуючи спільно рівняння (5.16) і (5.17), з урахуванням співвідношення (5.14) отримаємо вираз, що визначає енергетичну залежність чутливості сцинтиляційного дозиметра (хід із жорсткістю), що працює у струмовому режимі:

$$\frac{i_{\Phi}}{P_{\gamma}} = \frac{e \cdot g \cdot M \cdot V \cdot \rho_Z \cdot \eta_{\kappa}}{E} \cdot \frac{1 - \exp(-\mu_Z h)}{\nu_Z \cdot h} \cdot \frac{\mu_{\text{еп, м, Z}}}{\mu_{\text{еп, м, п}}},$$

де V і ρ_Z – об'єм і щільність сцинтилятора відповідно.

Виразивши через постійний множник a параметри, які не залежать від енергії первинного випромінювання, і вважаючи постійним значення η_{κ} ,

$$\frac{i_{\Phi}}{P_{\gamma}} = a \cdot \frac{1 - \exp(-\mu_Z h)}{\mu_Z \cdot h} \cdot \frac{\mu_{\text{еп, м, Z}}}{\mu_{\text{еп, м, п}}} \quad (5.18)$$

З виразу (5.18) видно, що хід із жорсткістю буде відсутній лише для тонких ($\mu_Z \cdot h \ll 1$) повітروهквівалентних сцинтиляторів ($\mu_{\text{еп, м, Z}} = \mu_{\text{еп, м, п}}$). Зі збільшенням товщини сцинтилятора буде збільшуватися й хід із жорсткістю, особливо в низькоенергетичній області первинних фотонів. Так, зі зменшенням енергії фотонів нижче 100 кеВ чутливість дозиметричного детектора з органічним сцинтилятором може змінюватися на десятки відсотків, що робить його практично непридатним для використання.

Зниження ходу з жорсткістю можна домогтися, використовуючи комбінований сцинтилятор, в якому застосовується органічний кристал, покритий тонким шаром важкого неорганічного сцинтилятора. При вдалому підборі параметрів органічного й

неорганічного сцинтиляторів можна забезпечити практичну відсутність залежності чутливості від енергії аж до декількох десятків кілоелектрон-вольт.

Головною перевагою сцинтиляційних лічильників перед газонаповненими є їх значно більша ефективність при реєстрації γ -випромінювання. Це пов'язано з двома факторами: щільністю й атомним номером речовини чутливої області детектора. Щільність кристала NaI дорівнює $3,7 \text{ г/см}^3$, у той час як щільність газів знаходиться близько $0,001 \text{ г/см}^3$. Таким чином, на шляху γ -випромінювання виявляється в кілька тисяч разів більше атомів, що сильно збільшує ймовірність взаємодії. По-друге, наявність у кристалі йоду ($Z = 53$) приводить до більшого середнього атомного номера в порівнянні зі звичайним газонаповнювачем аргоном ($Z = 18$). Це істотно підвищує переріз фотоефекта в чутливій області детектора при низьких енергіях фотонів, тому що він пропорційний Z^5 .

Лічильний режим сцинтиляційного лічильника. У цьому режимі кожний сцинтиляційний спалах викликає один імпульс струму в анодному колі ФЕМ. Якщо розміри сцинтилятора більші за пробіг електронів, то практично кожний електрон, створений первинним випромінюванням у сцинтиляторі, створює спалах, що викликає електричний імпульс. Таким чином, швидкість лічення імпульсів $n_{\text{ліч}}$ якщо не точно дорівнює числу електронів, що звільняються за одиницю часу в об'ємі сцинтилятора, то пропорційна цьому числу.

Приймаючи, що кожна взаємодія первинних фотонів зі сцинтилятором дає один електрон, для циліндричного кристала отримаємо число електронів, що вивільняються за одиницю часу:

$$N_e = \frac{S \cdot I}{E_{\gamma}} \cdot [1 - \exp(-\mu_Z \cdot h)],$$

де $\bar{E}_\gamma$ – середня енергія фотонів у спектрі первинного випромінювання.

Використовуючи співвідношення між інтенсивністю випромінювання й потужністю дози (5.18) і вважаючи, що швидкість лічення імпульсів дорівнює швидкості вивільнення електронів у сцинтиляторі, отримуємо

$$\frac{n_{\text{ліч}}}{P} = \frac{S}{E_\gamma \cdot \mu_{\text{ен,м,п}}} \cdot [1 - \exp(-\mu_z \cdot h)]. \quad (5.19)$$

Формула (5.19) визначає чутливість і хід із жорсткістю сцинтиляційного дозиметра в лічильному режимі. Крива залежності чутливості від енергії фотонів, обумовлена рівнянням (5.19), не має горизонтальної ділянки, і хід із жорсткістю буде значним у будь-якому діапазоні енергій.

Порівняємо чутливість сцинтиляційного дозиметра в лічильному режимі й газорозрядного лічильника. Підставляючи $\mu_z \cdot h \ll 1$, замість співвідношення (5.19) отримаємо

$$\frac{n_{\text{ліч}}}{P} = \frac{V \cdot \mu_z}{E_\gamma \cdot \mu_{\text{ен,м,п}}}, \quad (5.20)$$

де V – об'єм сцинтилятора. Для газорозрядного лічильника з виразу (5.12) маємо

$$\frac{n'_{\text{ліч}}}{P} = \frac{S_{\text{ліч}} \cdot \varepsilon_{\text{ліч}}}{E_\gamma \cdot \mu_{\text{ен,м,п}}}, \quad (5.21)$$

де $S_{\text{ліч}}$ – площа поверхні газорозрядного лічильника; $\varepsilon_{\text{ліч}}$ – ефективність реєстрації фотонів.

Зі співвідношень (5.20) і (5.21) отримаємо відношення чутливості сцинтиляційного лічильника до газорозрядного:

$$\delta = \frac{V}{S_{\text{ліч}}} \cdot \frac{\mu_z}{\varepsilon_{\text{ліч}}}.$$

Площа бічної поверхні циліндричного газорозрядного лічильника пов'язана з його об'ємом $V_{\text{ліч}}$ співвідношенням

$$S_{\text{ліч}} = \frac{4V_{\text{ліч}}}{d_{\text{ліч}}},$$

де $d_{\text{ліч}}$ – діаметр газорозрядного лічильника. Приймавши рівними об'єми газорозрядного й сцинтиляційного лічильників, отримаємо

$$\delta = \frac{d_{\text{ліч}}}{4} \cdot \frac{\mu_z}{\varepsilon_{\text{ліч}}}.$$

Для сцинтилятора NaI(Tl) при енергії фотонів 1 МеВ $d_{\text{ліч}} = 1$ см, $\varepsilon_{\text{ліч}} = 1\%$ розрахунок дає $\delta = 5,5$. Це свідчить про те, що чутливість за потужністю дози сцинтиляційного лічильника в кілька разів перевершує чутливість газорозрядного лічильника. Однак значна енергетична залежність чутливості сцинтиляційних лічильників вимагає особливої обережності при їх використанні в дозиметрії.

Застосування сцинтиляційних детекторів в γ -спектроскопії. На аноді ФЕП формується імпульс напруги, амплітуда якого пропорційна інтенсивності світлового спалаху, що потрапив на фотокатод, а виходить, і енергії, втраченої в кристалі фотоном.

Зважаючи на те, що амплітуда вихідного імпульсу пропорційна енергії γ -випромінювання, сцинтиляційні детектори можна використовувати для γ -спектроскопії. У цьому процесі імпульси від ФЕП сортуються за амплітудою приладом, названим багатоканальним амплітудним аналізатором імпульсів. Накопичена інформація про кількість імпульсів кожної амплітуди потім виводиться на дисплей або роздруковується у вигляді амплітудного спектра. Вид такого спектра від γ -джерела з фотонами однієї енергії показано на рис. 5.11.

Енергія γ -лінії може бути виміряна за положенням фотопіка (оцінка Е на рисунку). Цей пік названий так у зв'язку з реакцією, що призвела до його утворення. Калібрування енергетичної шкали здійснюється за вимірюваннями спектрів відомих джерел.

Енергетичне розрізнення сцинтиляційного лічильника також ілюструється на рисунку. Воно визначається як ширина піка на напіввисоті ΔE (див. рис. 5.11), поділена на енергію E і помножена на 100 %. Роздільна здатність сцинтиляторів із кристалом NaI звичайно дорівнює 7–9 % при енергії γ -випромінювання 662 кеВ (^{137}Cs). Це важливий параметр γ -спектрометра, тому що він визначає, наскільки близько по енергії дві

γ -лінії можуть бути чітко зареєстровані як два роздільних піки замість одного широкого піка. Енергетичне розрізнення дуже важливе, коли реєструється випромінювання невідомого випромінювача, тому що фотони, різниця енергій яких менша, ніж ΔE , не будуть різнитися. На жаль, енергетичне розрізнення сцинтиляційних детекторів з NaI(Tl) недостатнє для багатьох застосувань у радіаційному захисті.

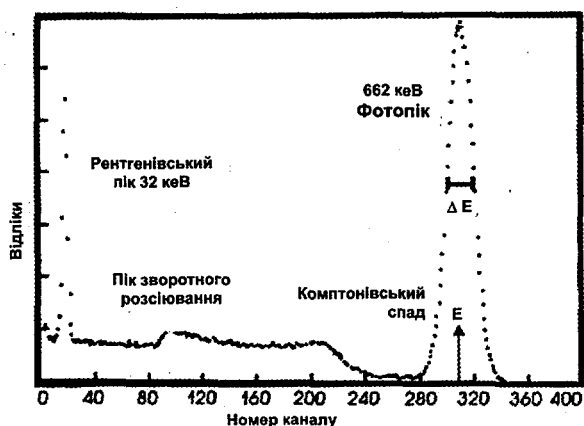


Рис. 5.11. Амплітудний розподіл сцинтиляційного детектора

Сцинтиляційні лічильники застосовуються для реєстрації заряджених частинок, γ -випромінювання, швидких і повільних нейтронів. Сцинтилятори ZnS, активовані сріблом або міддю, застосовують у вигляді монокристалічного порошку з товщиною шару 25–50 мг/см² (через низьку прозорість для власного випромінювання) для реєстрації важких частинок, що мають малий пробіг у кристалі. Конверсійна ефективність сірчистого цинку дуже висока й досягає 28 % при збудженні α -частинками. Сцинтилятор CdS(Ag) може бути вирощений у вигляді невеликого напівпрозорого монокристала. Застосовують його для реєстрації α -частинок.

Для дослідження γ -випромінювання кращим лужно-галогідним сцинтилятором є NaI(Tl) через великий фотовнесок. Світловий вихід сцинтилятора NaI(Tl) лінійно залежить від енергії β -частинок, протонів і дейтронів, а для α -частинок ця залежність нелінійна. Світловий вихід зменшується зі збільшенням щільності іонізації. Йодистий цезій за своїми сцинтилюючими властивостями аналогічний йодистому натрію. Залежність світловиходу органічних сцинтиляторів (антрацен, стильбен) від енергії важких заряджених частинок (протонів, дейтронів і α -частинок) нелінійна.

Сцинтилятори CaWO₄ і CdWO₄ використовують у вигляді дрібних кристалів (через

складність вирощування монокристалів) для реєстрації важких частинок.

Монокристали LiI, LiI(Tl) застосовують для реєстрації нейтронного випромінювання. Вміст водню в органічних сцинтиляторах дозволяє використовувати їх для реєстрації швидких нейтронів. Особливо широко для цієї мети застосовується стильбен. Для реєстрації нейтронів різних енергій використовують *комбіновані сцинтилятори*. До їхнього складу входять органічні й неорганічні сцинтилятори, а також несцинтилюючі речовини (водневмісні речовини, речовини з великим перерізом поглинання теплових нейтронів – ^6Li , ^{10}B). Комбіновані сцинтилятори застосовують також для сумарної й роздільної реєстрації іонізуючого випромінювання (різні шаруваті сцинтилятори, що складаються з пластмаси з нанесеним на неї шаром ZnS(Ag) і т. п.).

Поряд із традиційними детекторними складаннями типу сцинтилятор-ФЕП для реєстрації іонізуючих випромінювань застосовуються сцинтиелектронні детектори випромінювань (СЕЛДВ) нового покоління типу сцинтилятор-фотодіод. Детектор сцинтилятор-фотодіод у порівнянні з конструкцією сцинтилятора-ФЕП має істотно ширшу сферу застосування, що обумовлено такими експлуатаційними перевагами:

широкий динамічний діапазон (10^8 – 10^{12}), тобто можливість реєстрації потужності дози випромінювань від рівнів нижче фонового (1 мкбер/год) до 10^4 – 10^6 бер/год; енергетичний діапазон не менше 10^3 (10 кеВ–10 МеВ);

мініатюрність – (об'єм 0,5–2 см³), простота конструкції, надійність експлуатації;

відсутність необхідності у високовольтовому живленні, нечутливість до магнітних полів;

висока стабільність і відтворюваність характеристик.

Зазначені переваги забезпечили застосування детекторів СЕЛДВ в дефектоскопічних системах, що використовують принцип комп'ютерної томографії, у приладах контролю багажу й ручної поклажі, для реєстрації потужності дози випромінювання медичних рентгенодіагностичних апаратів. Висока чутливість і надійність детекторів СЕЛДВ дозволила створити на їх основі прилади контролю радіаційної обстановки, що пройшли випробування в аварійній зоні Чорнобильської АЕС.

Параметри сцинтиляторів, застосовуваних у СЕЛДВ, представлено в табл. 5.2.

Конструкцію сцинтиелектронного детектора випромінювань представлено на рис. 5.12.

Таблиця 5.2. Основні характеристики сцинтиляторів СЕЛДВ

Параметри	ZnSe	CWO	BGO	GSO
Світловий вихід з фотодіода відносно CsI(Tl), %	120–150	30–40	6–7,5	30–40
Час висвічування, мкс	30–50	5–9	0,28–0,35	0,05
Ефективний атомний номер	33	66	74	58; 60
Щільність, г/см ³	5,42	7,9	7,13	6,71
Максимум випромінювання, мкм	0,64	0,49	0,48	0,43
Енергетичне розрізнення за ^{137}Cs , %	14–15	10–12	13–18	8–10
Радіаційна довжина, мм	28	10,6	10,5–11,2	13
Товщина 90 %-го поглинання γ -випромінювання 150 кеВ, мм	14	3,0–3,5	2,3–2,44	6

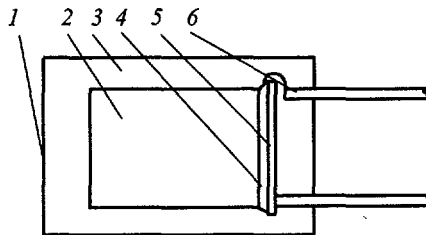


Рис. 5.12. Конструкція СЕЛДВ: 1 – світлозахисний шар; 2 – сцинтилятор (ZnSe, CdS, BGO, CWO); 3 – відбивно-захисне покриття; 4 – оптичний контакт; 5 – кремнієвий фотодіод; 6 – вивід

Використовувані фотодіоди дозволяють застосування детекторів як у струмовому, так і в імпульсному режимах.

Рідкі сцинтилятори є розчинами деяких органічних речовин, наприклад паратерфенілу, в органічних розчинниках – толуолі, ксилолі тощо. У сцинтилюючих пластмасах деякі органічні речовини утворюють тверді розчини в полістиролі (наприклад, терфеніл у полістиролі $C_{18}H_{14}$). Рідкі й пластмасові сцинтилятори мають ряд істотних переваг: можливе виготовлення сцинтиляторів дуже великого об'єму, введення в них радіоактивних речовин, що є особливо цінним при вимірюваннях м'яких β -випромінювачів (H^3 , C^{14} , S^{35}).

Для реєстрації α -частинок, як правило, використовують кристали ZnS (Ag), які мають світловий вихід по α -випромінюванню набагато більший, ніж по β -випромінюванню, що дозволяє реєструвати α -випромінювання при наявності високого β - γ -фону.

Для реєстрації β -випромінювання найчастіше використовують кристали NaI (Tl).

Найбільш удалим способом компенсації енергетичної залежності чутливості є застосування комбінованого сцинтилятора. Як правило, це органічний кристал, покритий тонким шаром важкого неорганічного сцинтилятора (щоб не поглинати багато енергії первинного випромінювання).

Збільшення чутливості неорганічного сцинтилятора зі зниженням енергії призведе до компенсації зниження чутливості органічної частини і навпаки.

З метою практичної зручності для реєстрації нейтронів використовують датчики, які дозволяють одним детектором реєструвати нейтрони всіх енергій від теплових до швидких (включаючи проміжні) відповідно до їх коефіцієнта якості, тобто в одиницях еквівалентної дози.

Такий датчик складається з водовмісного сповільнювача (як правило, плексиглас) оптимальних розмірів, у центрі якого розташований детектор теплових нейтронів (сірчистий цинк із добавкою солей бору або літію), а на поверхні – сцинтилятор швидких нейтронів. Сцинтиляції від швидких нейтронів передаються по світлопроводу до фотокатода ФЕП.

Проміжні нейтрони після уповільнення реєструються детектором теплових нейтронів, теплові – безпосередньо.

5.4. Напівпровідниковий метод

Загальною ознакою напівпровідників є величина їхньої електропровідності, що займає проміжне місце між електропровідністю металів і діелектриків. Діапазон значень питомої електропровідності напівпро-

відників лежить у межах 10^{-10} – $10^4 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$, у металів 10^5 – $10^6 \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$; у діелектриків – менше $10^{-14} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$.

З точки зору зонної теорії, напівпровідникові властивості мають такі речовини, ширина забороненої зони у яких не перевищує 2–3 еВ. У діелектриків заборонена зона значно ширша, у металів вона практично відсутня.

Напівпровідник в якості детектора іонізуючих випромінювань виступає як аналог іонізаційної камери, чутливим об'ємом якої є тверде тіло. Під дією іонізуючого випромінювання в напівпровіднику утворюються вільні носії заряду. Якщо до напівпровідника, що знаходиться в полі іонізуючого випромінювання, прикласти різницю потенціалів, то за зміною провідності напівпровідника можна зробити висновок про наявність та інтенсивність іонізуючого випромінювання.

Використання твердого тіла в якості чутливого об'єму дозволяє за рахунок більш високої густини речовини (приблизно в 1000 разів) збільшити енергію, поглинену в одиниці чутливого об'єму. Крім того, енергія, необхідна для утворення однієї пари іонів, відповідає ширині забороненої зони, тобто приблизно на порядок нижча, ніж у газових іонізаційних камерах.

У такий спосіб у тому самому полі випромінювання іонізаційний ефект у напівпровідниковому детекторі буде приблизно в 10^4 разів вищим, ніж в іонізаційній камері, тобто напівпровідникові детектори мають високу чутливість навіть при малому чутливому об'ємі.

Іншою важливою відмінною рисою напівпровідникових детекторів у порівнянні з газовими є висока рухливість носіїв заряду. Так, наприклад, у кремнії при кімнатній температурі рухливість негативних носіїв заряду (електронів) дорівнює $1300 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, а позитивних носіїв заряду (дірок) –

$500 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. Для порівняння рухливість носіїв заряду в повітрі при нормальних умовах близько $1 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$. Висока рухливість носіїв заряду обумовлює малий час збирання електричних зарядів на електроди і, як наслідок, високу роздільну здатність детектора. Крім того, малий час збирання істотно знижує ймовірність рекомбінації позитивних і негативних зарядів, а велика рухливість зарядів за інших рівних умов забезпечує великий іонізаційний струм. Розраховуючи на однаковий іонізаційний ефект напівпровідниковий детектор вимагає на кілька порядків меншої електричної напруги, ніж газовий.

Однак все сказане стосується випадку, коли напівпровідник перебуває в умовах абсолютного нуля температури. У цьому випадку валентна зона, утворена енергетичними рівнями зовнішніх валентних електронів, заповнена повністю, а зона провідності не утримує вільних електронів, тобто напівпровідник є ізолятором, і накладення зовнішнього електричного поля не призведе до появи в ньому електричного струму.

У реальних умовах, унаслідок порівняно малої ширини забороненої зони, електрони в напівпровіднику можуть переходити з валентної зони в зону провідності внаслідок теплового збудження, що приводить до появи «фоновому» електричного струму, що швидко зростає зі зростанням температури.

Розглянемо докладніше природу й поведінку носіїв заряду в напівпровіднику. Розрізняють *власну* й *домішкову провідність* напівпровідника.

Кремній і герман чотирихвалентні, тобто мають по чотири валентних електрона на зовнішній електронний оболонці. У випадку переходу електрона з валентної зони в зону провідності за рахунок енергії теплового руху утворюється пара носіїв заряду «електрон – дірка», переміщення яких у зовніш-

ньому електричному полі створює електричний струм. Це власна провідність.

Уведення в кристалічну решітку напівпровідника атомів іншої валентності приводить до появи домішкової провідності, яка пов'язана з виникненням енергетичних рівнів у забороненій зоні.

Припустимо, що при вирощуванні кристала напівпровідника один з атомів кристалічної решітки замінений домішковим п'ятивалентним атомом, наприклад фосфору або миш'яку (рис. 5.13).

Чотири валентних електрони домішкового атома беруть участь у створенні

зв'язків із сусідніми атомами кристалічної решітки, п'ятий залишається невикористаним і, отже, слабо зв'язаний з атомами кристалічної решітки. Під дією енергії теплового руху цей електрон переходить у зону провідності, домішковий атом перетворюється в позитивний іон. Домішки п'ятивалентних атомів, уведених у кристал напівпровідника, називають донорними домішками.

Донорний енергетичний рівень розташовується в забороненій зоні біля нижнього краю зони провідності (рис. 5.14), а величина e_d є енергією іонізації п'ятивалентного атома.

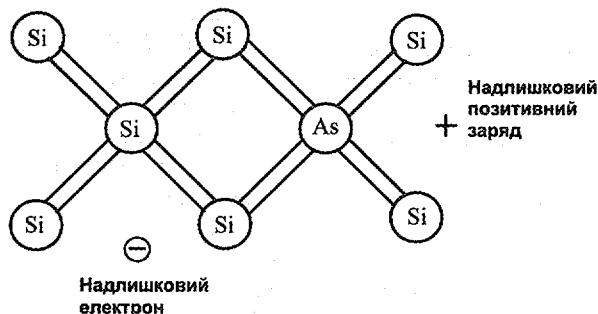


Рис. 5.13. Розташування зарядів у кристалічній решітці кремнію при введенні домішкового п'ятивалентного атома

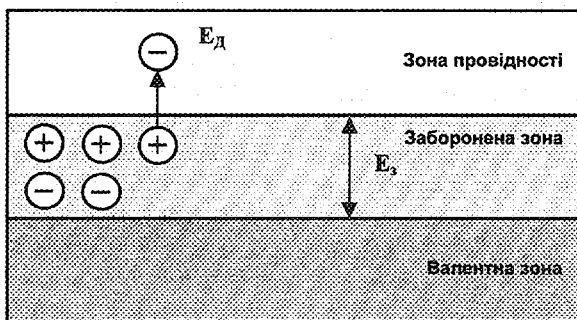


Рис. 5.14. Зонна модель донорних енергетичних рівнів

Позитивні іони зв'язані в кристалічній решітці й не можуть переміщатися в зовнішньому електричному полі. Отже, провідність напівпровідників з донорними домішками обумовлена рухом вільних електронів. Такі напівпровідники називаються напівпровідниками n-типу (напівпровідники з електронною провідністю).

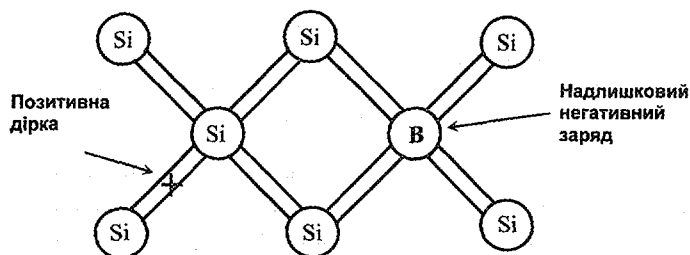
Уведення в кристалічну решітку замість чотирьохвалентного атома напівпровідника тривалентного атома домішки (наприклад бору або індію) приводить до іншого результату (рис. 5.15).

Для утворення чотирьох зв'язків із сусідніми атомами кристалічної решітки в атома домішки не вистачає одного електрона. Електрон для створення четвертого зв'язку може бути отриманий від одного з інших

зв'язків між атомами кристала. Домішковий атом після захоплення електрона перетворюється в негативний іон, а незаповнений зв'язок, який залишився, є діркою у валентній зоні.

Домішки тривалентних атомів, уведених у кристал напівпровідника, називають акцепторними домішками.

Акцепторні енергетичні рівні розташовуються в забороненій зоні – біля верхнього краю валентної зони (рис. 5.16), а величина E_a є енергією іонізації тривалентних атомів. Негативні іони зв'язані в кристалічній решітці, отже, провідність напівпровідників з акцепторними домішками обумовлена рухом дірок у валентній зоні. Такі напівпровідники називаються напівпровідниками p-типу (напівпровідники з дірковою провідністю).



5.15. Розташування зарядів у кристалічній решітці кремнію при введенні домішкового тривалентного атома

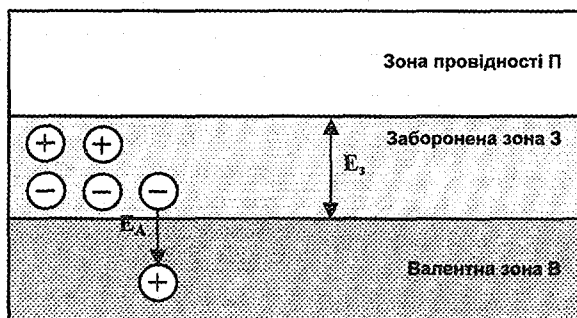


Рис. 5.16. Зонна модель акцепторних енергетичних рівнів

Як відзначалося раніше, провідність напівпровідників (як власна, так і домішкова) ускладнює використання напівпровідників для реєстрації іонізуючих випромінювань. Однак існує можливість створити в напівпровіднику область, збіднену вільними носіями заряду. У цьому випадку електричний

опір напівпровідника різко зростає, а провідність падає. Така можливість заснована на використанні властивостей р-п і n-р переходів. *Переходом* називається область напівпровідника, у якій відбувається зміна типу провідності з електронної на діркову або навпаки (рис. 5.17).

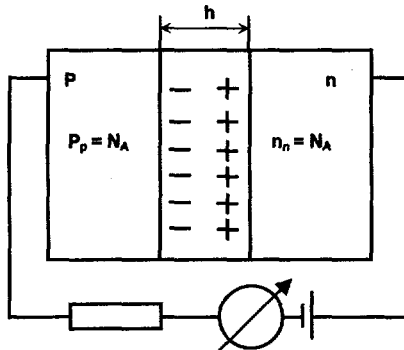


Рис. 5.17. Напівпровідник з р-п переходом:

P_p – концентрація дірок у р-області; n_n – концентрація електронів у n-області;
 h – ширина р-п переходу

Припустимо, що на грань напівпровідникового кристала, що має діркову провідність, нанесено шар напівпровідника з електронною провідністю. Концентрація електронів в n-області значно перевершує їхню концентрацію в р-області. У той же час із концентрацією дірок спостерігається зворотнє співвідношення. Така різниця в концентраціях приводить до того, що електрони починають дифундувати в р-область, а дірки, навпаки, – в n-область. Іонізовані атоми донорної речовини, електрони яких перемістилися в р-область, створюють некомпенсований позитивний об'ємний заряд в n-області біля границі розділу. У р-області, унаслідок відходу дірок, утворюється негативний об'ємний заряд. У результаті створюється подвійний електричний шар біля границі розділу. Електричне поле цього шару перешкоджає подальшому дифузійному перенесенню електронів і дірок. Через

якийсь час після утворення подвійного електричного шару встановлюється рівноважний стан, при якому результуючі потоки електронів і дірок дорівнюють нулю.

В області р-п переходу концентрація носіїв заряду на кілька порядків нижча, тобто р-п перехід має високий електричний опір. Збіднена носіями заряду область р-п переходу є основною робочою областю напівпровідникового детектора.

За відсутності зовнішньої напруги ширина області, збідненої носіями заряду, дуже мала (приблизно 10^{-6} – 10^{-5} м). Якщо прикласти до р-п переходу так звану зворотну напругу (мінус до р-області, що має негативний об'ємний заряд, а плюс до n-області, що має позитивний об'ємний заряд), то напрямки зовнішнього поля й поля р-п переходу будуть збігатися. Тому прикладена напруга також буде видаляти носії

заряду зі збідненої області, а, отже, ширина цієї області зростатиме.

Іонізуюче випромінювання або заряджена частинка утворює в області р-п переходу вільні носії заряду й, отже, імпульс струму. Амплітуда імпульсу буде пропорційна числу пар іонів (електронів і дірок), утворених випромінюванням в області р-п переходу.

Напівпровідниковий метод реєстрації набув широкого застосування в спектрометрах. У цьому випадку вихідний сигнал детектора подається на вхід багатоканального амплітудного аналізатора (аналізатора, у якому кожний канал реєструє лише імпульси певної амплітуди).

За способом одержання р-п переходу напівпровідникові детектори підрозділяються на дифузійні, поверхнево-бар'єрні й літій-дрейфові.

У дифузійних детекторах на поверхню напівпровідника р-типу наноситься тонкий шар донорної речовини (наприклад, фосфору). При температурі близько 800 °С в інертній атмосфері донорна речовина дифундує в напівпровідник і створює п-шар.

У поверхнево-бар'єрних детекторах поверхневий шар напівпровідника п-типу окисляється киснем повітря й набуває тонкого шару з р-провідністю. В якості електрода на р-шар у вакуумі напильють тонкий шар золота.

У літій-дрейфових детекторах у напівпровідник р-типу при температурі близько 600 °С вводять донорні атоми літію, що мають дуже високий коефіцієнт дифузії. Компенсація заряду акцепторних домішок здійснюється за рахунок іонів літію, тому що останні не зв'язані з кристалічною решіткою й можуть переміщатися між її вузлами під дією зовнішнього електричного поля. Недоліком подібних детекторів є та обставина, що їх постійно необхідно підтримувати при температурі рідкого азоту, тому що в іншому випадку іони літію вийдуть з кристала напівпровідника за рахунок теплової дифузії. Перевагою є можливість створення дуже великого чутливого об'єму (до 100 см³), що особливо важливо при реєстрації γ-випромінювання.

Схему вмикання поверхнево-бар'єрного діодного детектора показано на рис. 5.18.

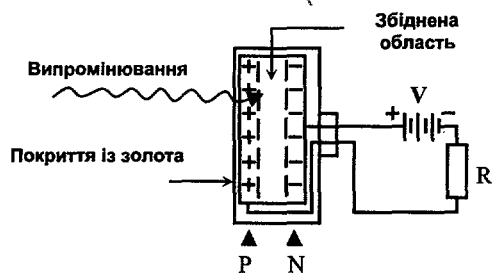


Рис. 5.18. Схема вмикання поверхнево-бар'єрного напівпровідникового детектора

Ділянка напівпровідника р-типу (у якому струм переноситься позитивно зарядженими дірками) і ділянка напівпровідника п-типу (у якому струм переноситься негативно зарядженими електронами) формують

анод і катод. При підключенні напруги відповідно до схеми (називається зсувом у зворотному напрямку) електрони й дірки притягуються з центральної області напівпровідникової пластини до електродів відповідної

полярності, утворюючи область, збіднену носіями зарядів. Ця збіднена область відіграє таку ж роль, як і газ-наповнювач в іонізаційній камері. Іонізуюче випромінювання при взаємодії з напівпровідником у цій області утворює електронно-діркові пари на відміну від іонних пар, які утворюються в матеріалах, відрізняючись від напівпровідників. Поверхнево-бар'єрний діод здатний реєструвати тільки α - і β -випромінювання. Для вимірювання їхньої енергії ці частинки повинні втратити всю свою кінетичну енергію в збідненій області. Це означає, що вхідне вікно й шар напівпровідника р-типу повинні бути досить тонкими, щоб збіднена область підходила до самої поверхні. Вікно зазвичай робиться напильником тонкої плівки із золота на шар напівпровідника р-типу.

Основною перевагою таких «твердотільних іонізаційних камер» є гарне енерге-

тичне розрізнення при реєстрації α - і β -частинок. Це прямо пов'язане з величиною енергії утворення пари носіїв W для напівпровідника. У кремнії $W = 3,6$ еВ на одну електронно-діркову пару. Це становить приблизно десяту частину від величини W для ненапівпровідників. Поверхнево-бар'єрні детектори зазвичай використовують у приладах відбору повітряних проб для визначення γ -забруднення від радонової фонові активності.

Германієві лічильники бувають зазвичай двох типів: германій-літєві дрейфові детектори й детектори з германію високої чистоти. Ці детектори використовуються для γ -спектроскопії й працюють подібно до описаних вище поверхнево-бар'єрних детекторів, але їхня конструкція трохи відрізняється. Устрій циліндричного детектора представлено на рис. 5.19.

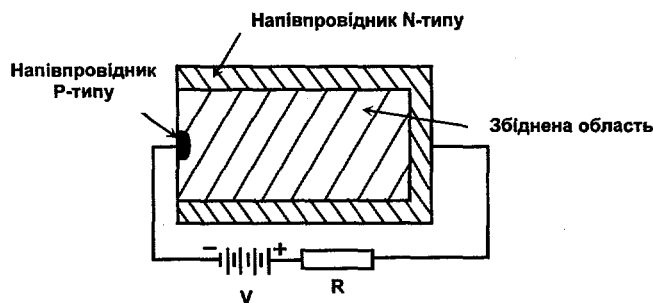


Рис. 5.19. Будова германієвого детектора

Більшість об'ємів у центрі детектора збіднено носіями заряду завдяки використанню германію високої чистоти або шляхом компенсації носіїв дрейфом літію. Зовнішня оболонка n-типу й маленька пляма р-типу формують два електроди (катод і анод); γ -випромінювання взаємодіє в збідненій області, де витрачається енергія на утворення електронно-діркових пар. Заряди збираються при прикладанні до детектора відносно високої різниці потенціалів, зви-

чайно понад 1000 В. Імпульс струму зібраних електронів і дірок проходить через резистор і створює імпульс напруги (закон Ома).

У детекторі не відбувається помноження зарядів, утворених фотонами. Враховуючи те, що амплітуда імпульсів пропорційна втраченій енергії, то звичайно вихідний сигнал подається на вхід багатоканального амплітудного аналізатора для набору енергетичного γ -спектра.

З огляду на те, що величина W мала, усього 2,9 еВ на електронно-діркову пару в германії, то досягається значно краще енергетичне розрізнення, ніж у сцинтиляційних лічильників з NaI(Tl). Для порівняння на рис. 5.20 показано високоенергетичні піки від ^{60}Co , вимірювані за допомогою напівпровідникового й сцинтиляційного детекторів.

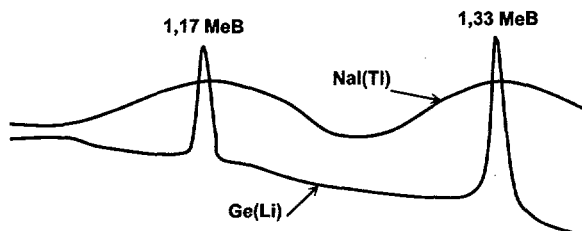


Рис. 5.20. Порівняння енергетичного розрізнення Ge(Li) і NaI(Tl) детекторів

Останній із сімейства напівпровідникових детекторів, широко використовуваний у радіаційному захисті, – це детектор з телуру й кадмію (CdTe). Це невеликий детектор γ -випромінювання, що працює при кімнатній температурі й не потребує фотопомножувача. Через високий атомний номер ($Z_{\text{ef}} = 50,2$) чутливість його значно вища, ніж у германієвого ($Z = 32$). Детектори бувають діаметром 1–13 мм і товщиною 1–2 мм. Вони можуть виготовлятися досить малих розмірів для того, щоб розміщувати їх у голках для підшкірного введення при використанні в дослідженнях мозку.

Енергетичне розрізнення CdTe детекторів також цілком задовільне. Завдяки високій чутливості при низьких енергіях γ -випромінювання детектори знайшли застосування в якості дозиметрів для працівників, зайнятих на роботах у плутонієвих розрізах (рудниках).

CdTe детектори працюють у температурному діапазоні від -20°C до $+30^\circ\text{C}$ і

Основним недоліком (крім ціни) германієвих детекторів є те, що вони повинні використовуватися при температурі рідкого азоту. До детекторної зборки входить вакуумна посудина Д'юара для зберігання рідкого азоту. Ge(Li) детектори повинні бути завжди охолодженими, навіть при зберіганні, тому що іони літію зникнуть, і детектори стануть непридатними.

потребують живлячої напруги всього 50 В. Напівпровідник сам по собі не гігроскопічний і тому не вимагає особливих правил поводження з ним.

Напівпровідникові детектори працюють як в імпульсному, так і у струмовому режимах, причому у струмовому режимі можна використовувати навіть однорідні напівпровідники, хоча у однорідних напівпровідників нижня межа вимірювання досить висока через низьку часову постійну.

Залежність чутливості від енергії випромінювання у напівпровідникового детектора у струмовому режимі відсутня при енергії випромінювання більше 0,2 МеВ, а із застосуванням додаткових фільтрів не перевищує 10 %.

В імпульсному режимі, якщо товщина чутливої області більша за довжину пробігу зарядженої частинки, то залежність між енергією частинки й амплітудою імпульсу лінійна. Час збирання носіїв заряду в напівпровіднику становить приблизно 10^{-7} с.

Дозова чутливість напівпровідникових детекторів в імпульсному режимі значно вища, ніж у струмовому, і дозволяє реєструвати мінімальні значення потужності експозиційної дози (ПЕД) порядку 1 мк/год. Нижня межа вимірювань визначається рівнем фоновому струму. Фонову швидкість лічення можна істотно знизити, застосувавши дискримінатор – пристрій, що не пропускає імпульси з амплітудою, меншою від заданої. Дану межу називають порогом дискримінації й зазвичай виражають в одиницях енергетичної шкали (кеВ) за аналогією з енергією, що була б поглинена в чутливому об'ємі для створення такого імпульсу.

При постійному значенні порога дискримінації дозова чутливість лінійно зростає зі збільшенням збідненого шару, тобто зі зростанням зворотної напруги. Чутливість детектора лінійно зменшується зі зростанням порога дискримінації, тобто, змінюючи значення порога дискримінації, можна змінювати хід із жорсткістю.

5.5. Фотографічний метод

Фотографічний метод заснований на властивості іонізуючого випромінювання впливати на чутливий шар фотоматеріалів аналогічно видимому світлу. Для цілей реєстрації випромінювань звичайно використовують рентгенівські плівки, що являють собою чутливу емульсію, нанесену з одного або двох боків на целулоїдну підкладку. Основною складовою емульсії є кристали бромистого або хлористого срібла (AgBr , AgCl), рівномірно розподілені в шарі желатину. Проходження іонізуючого випромінювання через фотоемульсію робить порушені ним кристали здатними до проявлення. У результаті поглинання випромінювання в кристалах утворюються центри проявлення, що складаються із груп атомів металевих

срібла. Сукупність цих центрів створює приховане зображення.

Обробка фотошару, що має приховане зображення, проявником приводить до відновлення металевих срібля у всіх кристалах, що містять центри прояву досить великих розмірів, у результаті чого число атомів металевих срібля біля центра прихованого зображення збільшується в 10^{10} – 10^{12} разів. При наступній обробці фотоплівки закріплювачем (фіксажем) ті кристали, які не відновилися до металевих срібля, розчиняються й виводяться з емульсії. Наявність на фотоплівці металевих срібля приводить до того, що фотоплівка затримує видиме світло, тобто має почорніння. Оптичною щільністю почорніння називається величина

$$S = \lg \frac{J_0}{J},$$

де J_0 – інтенсивність видимого світла, що падає на оброблену фотоплівку; J – інтенсивність видимого світла, що проходить через неї.

Щільність почорніння змінюється від 0 до ∞ . Практично доводиться вимірювати щільність почорніння, яка не перевищує трьох одиниць. Почорніння S , рівне 1, 2, 3, відповідає відношенню J_0/J , рівному 0,1, 0,01, 0,001.

Щільність почорніння плівки залежить від експозиції. Під експозицією розуміють добуток інтенсивності випромінювання на час опромінення. При незмінному спектральному складі експозиція прямо пропорційна дозі. Звичайно для наочності залежність почорніння від дози зображують у напівлогарифмічному масштабі (сенситометрична характеристика фотоплівки) (рис. 5.21).

Прямолінійна ділянка сенситометричної характеристики є робочою областю фотоплівок, використовуваних для вимірювання іонізуючого випромінювання.

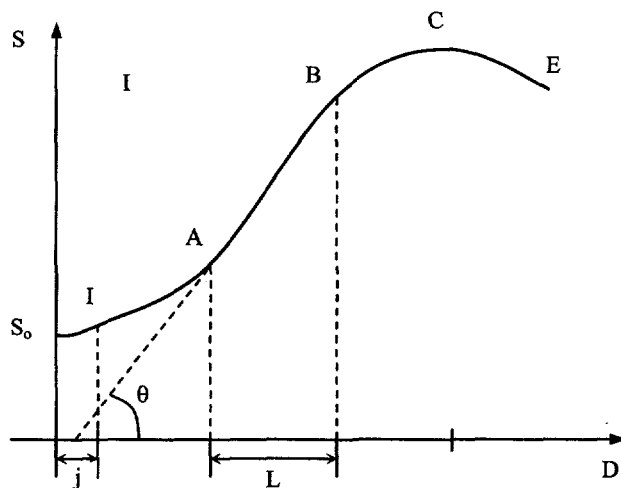


Рис. 5.21. Сенситометрична характеристика фотоплівки

Кут θ визначає контрастність фотоплівки (чим він більше, тим контрастніша фотоплівка). S_0 – вуаль плівки. Вуаль – легке почорніння, що утворюється на фотоплівці в процесі її виготовлення й зберігання.

Звичайно при визначенні дози, якою опромінювалися фотоплівки, беруть три види плівок: робочі, контрольні й градувальні. Контрольні плівки служать для визначення фону (вуалі). Градувальні плівки (плівки, опромінені відомою дозою) служать для побудови градувальної кривої. Оскільки на щільність почорніння плівки крім дози випромінювання впливають також сорт плівки, склад і температура проявника, тривалість проявлення й т. п., усі плівки, що належать до однієї серії, повинні проявлятися одночасно. Потім для кожної серії плівок експериментально будується градувальна крива (залежність щільності почорніння від дози). За допомогою градувальної кривої по оптичній щільності почорніння робочих плівок знаходять дозу опромінення індивідуально для кожної робочої плівки.

Оскільки фотоемульсія, що складається зі срібла, броду, хлорного срібла й желати-

ну не є повітроєквівалентним матеріалом, то ступінь її почорніння при однаковій дозі випромінювання буде залежати від енергії цього випромінювання.

Залежність відношення ступінь почорніння/доза від енергії випромінювання показана на рис. 5.22. Чутливість більшої частини фотоплівок має яскраво виражений максимум в області 40–50 кеВ, для усунення ходу із жорсткістю застосовують згладжувальні фільтри, призначені для ослаблення випромінювання з енергією, що відповідає максимуму чутливості фотоплівки. Використання фільтрів дозволяє знизити енергетичну залежність чутливості до значень $\pm 20\%$ у діапазоні 0,03–3 МеВ.

Для реєстрації теплових нейтронів використовуються фотоплівки, екрановані матеріалом з великим перерізом захоплення (кадмій, індій, гадоліній тощо).

Випромінювання, що виникають при захопленні нейтронів матеріалом екрана, реєструються фотоплівкою. По різниці почорнінь плівки, розташованої під екраном і під свинцевим фільтром, знаходять дозу від нейтронів.

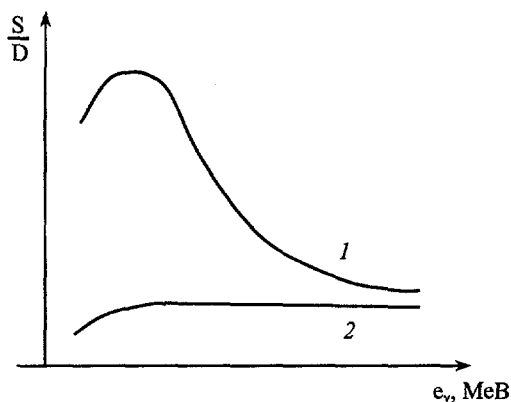


Рис. 5.22. Залежність відношення ступінь почорніння/доза від енергії випромінювання: 1 – фотоплівка без фільтрів, 2 – фотоплівка з фільтрами

Для реєстрації швидких нейтронів використовують спеціальні ядерні фотоемульсії, чутливі до протонів віддачі, що виникає під дією нейтронів. Оскільки число протонів віддачі у фотоемульсії меншає зі зростанням енергії падаючих нейтронів, фотоемульсію оточують поперемінними шарами водомістких речовин й алюмінієвих поглиначів.

Похибка вимірювання дози випромінювання за допомогою фотоплівки залежить, крім ходу із жорсткістю й статистичної розбіжності показань окремих плівок, ще й від щільності почорніння. Чим менша щільність почорніння, тим вища похибка, тому строк експозиції плівок повинен бути досить тривалим. В оптимальних умовах похибка фотографічного методу реєстрації іонізуючих випромінювань становить $\pm 30\%$.

Перевагами фотографічного методу є:
документальна реєстрація результатів;
несприйнятливість до зовнішніх впливів (температура, вібрація тощо).

Недоліками фотографічного методу є:
невисока чутливість (особливо при малих дозах);
складність обробки плівок;
високий хід із жорсткістю.

5.6. Люмінесцентний метод

Сутність методу полягає в тому, що в деяких речовинах (люмінофорах) утворені під дією іонізуючого випромінювання носії заряду (електрони й дірки) локалізуються в центрах захоплення, завдяки чому відбувається накопичення поглиненої енергії, яка може бути звільнена при додатковому зовнішньому впливові (збудженні).

Найчастіше додатковим збудженням може бути або висвітлення люмінофора світлом певного спектра, або його нагрівання (фотолюмінесценція й термолюмінесценція). Розглянемо механізм термолюмінесценції (рис. 5.23). Електрон, поглинаючи енергію іонізуючого випромінювання, переходить із валентної зони в зону провідності. Дірка, що утворюється, переходить у заборонену зону й створює центр люмінесценції. Якщо в забороненій зоні є електронна пастка, обумовлена дефектом кристала або введенням домішок, то вона захоплює електрон і електрон переходить у метастабільний стан. Зовнішній вплив надає електрону додаткової енергії, і він знову переходить у зону провідності, після чого рекомбінує з діркою

(центром люмінесценції). Центр люмінесценції переходить у збуджений стан, який зніметься випромінюванням світлового фотона.

Надалі світлові спалахи переводяться в електричний сигнал за механізмом, аналогічним розглянутому раніше (у сцинтиляційному методі – струмовий режим).

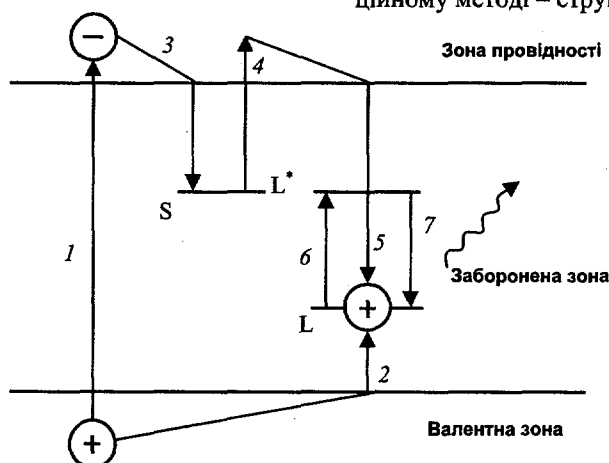


Рис. 5.23. Механізм термолюмінесценції: 1 – перехід електрона з валентної зони в зону провідності; 2 – захоплення дірки центром люмінесценції; 3 – захоплення електрона пасткою; 4 – звільнення електронів при нагріванні кристала; 5 – рекомбінація електронів з дірками в центрах люмінесценції; 6 – збудження центра люмінесценції; 7 – випромінювальний перехід в основний стан

Інтенсивність люмінесценції пропорційна дозі опромінення люмінофора. Крива висвічування, як правило, має кілька максимумів, що залежать від кількості енергетичних рівнів, на яких розташовуються пастки, тому що вихід електронів з різних енергетичних рівнів відбувається при різній енергії, переданій зовнішнім впливом. На практиці доза опромінення визначається по площі деяких певних піків люмінесценції або по висоті піка головного максимуму.

Механізм радіофотолюмінесценції (РФЛ) трохи інший (рис. 5.24). При фотолюмінесценції (ФЛ) в якості люмінофорів використовуються NaI, LiF, NaCl, фосфатні стекла й т. п., активовані сріблом. Срібло утворює у люмінофорі центри радіофотолюмінесценції, які люмінесціюють під дією світла. Під дією випромінювання електрон переходить у

зону провідності й захоплюється електронною пасткою. У результаті нагрівання електрон виходить у зону провідності й захоплюється центром ФЛ, переводячи його в центр РФЛ. Центр РФЛ люмінесцює під дією світла з довжиною хвилі, відмінною від тієї, котра викликає ФЛ.

Інтенсивність РФЛ лінійно залежить від дози в діапазоні приблизно 10 Гр.

У фотолюмінесцентних дозиметрів (ФЛД) існує ефект наростання інтенсивності люмінесценції після припинення опромінення (ефект накопичення або «дозрівання»). У зв'язку з цим чутливість ФЛД необхідно відносити до певного моменту часу після опромінення. Час настання максимуму світіння для ФЛД, що містять срібло, наприклад, визначається концентрацією срібла й температурою, при якій зберігається ФЛД у період від опромінення до вимірювання.

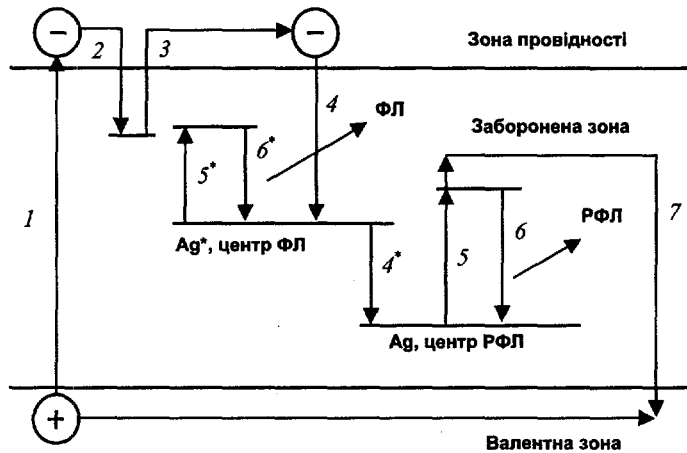


Рис. 5.24. Механізм РФЛ та ФЛ:

1 – перехід електрона з валентної зони в зону провідності під дією іонізуючого випромінювання; 2 – захоплення електрона пасткою; 3 – термічний перехід електрона в зону провідності; 4, 4* – захоплення електрона центром ФЛ з наступним перетворенням центра ФЛ у центр РФЛ; 5, 5* – збудження центрів РФЛ/ФЛ короткохвильовим випромінюванням; 6, 6* – випромінюваний перехід центрів РФЛ/ФЛ в основний стан; 7 – рекомбінація електрона з діркою

Максимальна за інтенсивністю люмінесценція спостерігається при вмісті срібла 1–2 %, однак при цьому період часу до настання максимуму досить великий. На практиці вміст срібла становить 3–5 %. Якість ФЛД тим вища, чим швидше настає максимальна люмінесценція й чим довше вона зберігається на цьому рівні без помітного загасання.

Деякі типи ФЛД зберігають інформацію про дозу в межах $\pm 10\%$ протягом кількох років, починаючи з 2 год після опромінення.

При великих дозах (порядку $10\text{--}10^4$ Гр) замість люмінесценції можна використовувати ефект потемніння ФЛД, тому що при таких дозах через появу великої кількості центрів люмінесценції вони забарвлюються.

Центри люмінесценції у ФЛД не руйнуються в процесі вимірювання. Вони тільки збуджуються й люмінесціюють. Процес вимірювання може проводитися багаторазово.

В якості термолюмінесцентних дозиметрів (ТЛД) використовують CaF_2 , LiF , CaSO_4 , Al_2O_3 .

На відміну від ФЛ в ТЛД центри люмінесценції руйнуються в процесі вимірювання. Для повторного використання ТЛД відпалюють при високій температурі близько 400°C , щоб повністю позбутися колишніх центрів люмінесценції. ТЛД у порівнянні із ФЛД мають більший лінійний діапазон вимірювання дози, однак вимірювання можна здійснювати тільки один раз. Крім того, для деяких ТЛД багаторазовість використання обмежена через зниження чутливості детекторів унаслідок укрупнення зерен детектора після відпалювань.

Унаслідок високого ефективного атомного номера багато з ТЛД, як і ФЛД, мають великий хід із жорсткістю й застосовуються зі згладжувальними фільтрами.

5.7. Хімічний метод

Хімічний метод дозиметрії заснований на вимірюванні числа молекул іонів, що утворюються або зазнають змін при поглинанні речовиною випромінювання.

Число утворених молекул або іонів (вихід радіаційно-хімічної реакції) пропорційне поглиненій дозі випромінювання:

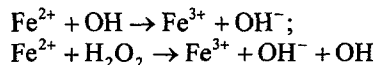
$$D = \frac{K \cdot C}{X \cdot p},$$

де D – доза випромінювання; K – коефіцієнт пропорційності; C – концентрація продукту радіаційно-хімічної реакції; p – густина опромінюваної речовини; X – вихід продукту, виражається числом молекул, атомів, іонів або вільних радикалів, що утворюються або витрачаються при поглинанні енергії 100 еВ.

Радіаційно-хімічний вихід речовини можна розділити на чотири групи: $X < 0,1$; $0,1 < X < 20$; $20 < X < 100$; $X > 100$.

Високий вихід у речовинах 3-ї та 4-ї груп обумовлений, як правило, цінними хімічними реакціями. Для цілей дозиметрії найбільш придатні речовини 2-ї та 3-ї груп, тому що мають кращу відтворюваність результатів і менш чутливі до впливу освітлення, домішок і коливань температури.

Багато хімічних дозиметрів являють собою водні розчини деяких речовин. Найпоширенішою хімічною системою, застосовуваною в дозиметрії іонізуючих випромінювань, є розчин солі FeSO_4 у розведеній сірчаній кислоті. У розчині, у результаті електролітичної дисоціації, присутні іони двовалентного заліза Fe^{2+} . Під дією випромінювання відбувається радіоліз води (іонізація) з утворенням вільних радикалів H , OH і окислювачів, що окисляють двохвалентне залізо до тривалентного за реакціями



і деякими іншими.

Поява Fe^{3+} змінює оптичну густину розчину, що вимірюється спектрофотометром (приладом для вимірювання поглинання видимого світла в різних областях спектра).

Зміна оптичної густини залежить від числа іонів тривалентного заліза, що утворилися в результаті опромінення й завершення всіх реакцій, і служить мірою поглиненої енергії.

Енергія поглинання в хімічному дозиметрі визначається співвідношенням

$$\Delta E = M(\rho_{\text{опр}} - \rho_{\text{чист}}),$$

де $\rho_{\text{опр}}$ і $\rho_{\text{чист}}$ – оптична густина опроміненого й неопроміненого розчинів; M – коефіцієнт, який залежить від властивостей дозиметра й умов опромінення

$$\rho_{\text{опр}} - \rho_{\text{чист}} = \varepsilon \cdot C \cdot l,$$

де ε – коефіцієнт поглинання, який залежить від температури; C – концентрація іонів тривалентного заліза; l – товщина шару розчину.

Таким чином, за зміною оптичної густини розчину можна визначити концентрацію продукту, що утворився в розчині під дією випромінювання. Знаючи концентрацію утворених іонів і радіаційно-хімічний вихід реакції їхнього утворення, можна легко обчислити поглинену дозу опромінення. Наприклад, для феросульфатного дозиметра радіаційно-хімічний вихід становить $15,6 \pm 0,5$.

Основним компонентом даного дозиметра є вода, і ефективний атомний номер по поглинанню фотонного випромінювання для розчину близький до ефективного атомного номера води, а отже, і живої тканини. Тому дозиметр практично не має ходу із жорсткістю в діапазоні енергій 100 кеВ–2 МеВ. Похибка вимірювання (особливо при великих дозах) становить не більше 1 %.

До складу хімічних дозиметрів теплових нейтронів додають невелику кількість солей бору або літію. Для врахування дії γ -фотонів одночасно з нейтронним дозиметром опромінюють аналогічний дозиметр без добавок бору й літію.

Відома деяка кількість різних речовин, які в результаті окисних або відновних реакцій, що протікають під дією іонізуючого випромінювання, міняють своє забарвлення. Якщо в розчин такої речовини додати близько 10 % желатину, а потім розчин остудити, то вийде гель-студениста речовина, що зберігає свою форму. Якщо опромінений гель розрізати на частини, то можна отримати просторовий розподіл поглиненої дози.

Маючи ряд безперечних переваг, хімічний метод реєстрації іонізуючих випромінювань, проте, вкрай рідко використовується в практичній дозиметрії, тому що навіть у найбільш чутливих хімічних дозиметрів нижня межа вимірювання становить порядку 5 сГр.

5.8. Трековий метод

Важкі заряджені частинки викликають ушкодження у твердих речовинах з великим електричним опором (в ізоляторах) уздовж траєкторії руху. У місцях ушкодження речовина має підвищену розчинність і при хімічному травленні видалення речовини із зон ушкодження проходить більш інтенсивно, ніж із неушкоджених областей, у результаті в місцях прольоту заряджених частинок проявляються видимі під мікроскопом треки.

У деяких речовинах видимі треки залишають тільки осколки поділу, а α -частинки й легкі ядра віддачі не можуть бути зареєстровані. У більш чутливих речовинах (у речовинах, в яких для ушкоджень потрібні менші енергетичні втрати зарядженої частинки) треки від α -частинок стають види-

мими, але їх легко відрізнити від треків, утворених осколками поділу. Остання обставина уможливлює застосування цього методу для нейтронної дозиметрії.

Для реєстрації теплових, проміжних і швидких нейтронів використовують речовини, що діляться (нептуній, уран тощо), у вигляді шарів, щільно притиснутих до діелектрика. Вимірюване число треків на одиниці площі детектора виражається співвідношенням

$$n = \xi \cdot N \cdot \Phi \cdot \sigma_f,$$

де n – кількість треків; ξ – частка утворених продуктів поділу, що потрапляють у детектор; N – число ядер, що діляться, в одиниці об'єму; Φ – флюенс нейтронів у даному енергетичному діапазоні; σ_f – середній ефективний переріз поділу для нейтронів даного енергетичного діапазону.

Оскільки спектр і кутовий розподіл продуктів поділу однакові для всіх речовин, що діляться, коефіцієнт ξ можна вважати однаковим для всіх детекторів.

Еквівалентну дозу можна обчислити, якщо існує регламентована залежність її від енергії нейтрона на одиничний флюенс:

$$H = \frac{h \cdot n}{\xi \cdot N} \cdot \sigma_f,$$

де h – коефіцієнт пропорційності, дорівнює еквівалентній дозі на один нейтрон даної енергії.

Оскільки h і σ_f залежать від енергії нейтронів, для практичних вимірювань на діелектрик наносять комбінацію матеріалів, що діляться, кожний з яких вибірково реагує на нейтрони в певному енергетичному діапазоні.

Різновидом трекового методу реєстрації нейтронів є використання детекторів на основі перегрітої рідини. Такі детектори являють собою рівномірно розподілені в поліакриламіді краплі фреону, що при кімнатній

температурі перебуває в перегрітому стані. При опроміненні нейтронами в краплях утворюються пузирці газу, число яких пропорційно дозі опромінення.

5.9. Активаційний метод

Суть методу полягає в тому, що під дією нейтронів у нерадіоактивних речовинах можуть утворюватися радіоактивні ядра, тобто нерадіоактивні речовини здобувають наведену активність (активуються). Наведена активність залежить від щільності потоку нейтронів і енергії.

Активаційний метод зручний тим, що дозволяє визначити велику (аварійну) дозу й спектр нейтронів у присутності інтенсивного γ -випромінювання, а при відомому спектрі нейтронів – еквівалентну дозу.

Для ядерно-енергетичних установок доводиться враховувати три групи нейтронів: швидкі, проміжні й теплові. Спектр швидких нейтронів поділу добре відомий, розріз активізації для граничних детекторів (детекторів, що активуються, починаючи з якоїсь певної граничної енергії нейтронів) не залежить від спектра нейтронів. Розріз активізації речовин тепловими нейтронами теж величина постійна. Таким чином, залежність активності детектора від щільності потоку нейтронів у цих областях енергій можна виразити співвідношеннями

$$\begin{aligned} A_t &= \lambda \cdot T \cdot n \cdot \sigma_t \cdot \Pi_t \cdot e^{-\lambda t}, \\ A_{\text{ш}} &= \lambda \cdot T \cdot n \cdot \sigma_{\text{ш}} \cdot \Pi_{\text{ш}} \cdot e^{-\lambda t}, \end{aligned}$$

де λ – постійна розпаду утворюваних радіоактивних атомів; n – кількість вихідних атомів у детекторах; σ_t , $\sigma_{\text{ш}}$ – переріз активізації тепловими й швидкими нейтронами; Π_t , $\Pi_{\text{ш}}$ – щільність потоку теплових і швидких нейтронів; T – час опромінення.

Дані співвідношення справедливі для випадку, коли $T \ll T_{1/2}$.

Проміжні нейтрони, що утворюються в результаті уповільнення швидких нейтронів, мають спектр, що відповідає вимірюванню енергії

$$\Pi_{\text{п}}(E) = \frac{a}{E},$$

де a – постійна величина.

Для проміжних нейтронів залежність активності детектора від щільності потоку нейтронів має вигляд

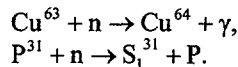
$$A_{\text{п}} = \lambda \cdot T_{\text{п}} \cdot \Sigma e^{-\lambda t},$$

де Σ – резонансний інтеграл, що визначає активацію під дією нейтронів у всьому інтервалі енергії проміжних нейтронів.

Для речовин, у перерізі захоплення яких є резонансний пік, резонансний інтеграл практично повністю визначається цим піком.

Активаційний дозиметр повинен складатися з трьох детекторів, кожний з яких реєструє нейтрони в одній з областей енергії. Наприклад, аварійний дозиметр АИДА має три активаційних детектори ^{63}Cu і ^{31}P у кадмієвому фільтрі й ^{63}Cu без фільтра. Кадмій практично повністю поглинає теплові нейтрони. Таким чином, мідний детектор у кадмії реєструє тільки проміжні нейтрони, без кадмію – теплові й проміжні, а фосфорний – швидкі.

Під дією опромінення детектори активізуються за реакціями



Бета-активність опромінених детекторів вимірюють на лічильній установці. Доза від змішаного нейтронного потоку дорівнюватиме сумі трьох складових:

$$D = a_1 \cdot \frac{A_{t+n}}{\lambda \sigma_t n} + a_2 \cdot \frac{A_{\text{п}}}{\lambda n \Sigma} + a_3 \cdot \frac{A_{\text{ш}}}{\lambda n \sigma_{\text{ш}}},$$

де a_1 , a_2 , a_3 – коефіцієнти, чисельно рівні еквівалентній дозі на один нейтрон у даному діапазоні енергій; A_{t+n} – активність детектора, наведена тепловим і проміжним нейтронами;

A_n – активність детектора, наведена проміжними нейтронами; $A_{ш}$ – активність детектора, наведена швидкими нейтронами; λ – постійна розпаду утворюваних радіоактивних атомів; σ_t – переріз активації тепловими нейтронами; $\sigma_{ш}$ – переріз активації швидкими нейтронами; n – кількість нейтронів у даній області енергій; Σ – резонансний інтеграл.

Величини $A_{т+п}$, A_n і $A_{ш}$ одержують у результаті вимірювання наведеної активності детекторів, інші обчислюють за таблицями, як фізичні характеристики активаційних детекторів.

5.10. Тепловий метод

Тепловий метод є єдиним прямим абсолютним методом дозиметрії, тому що він заснований на безпосередньому вимірюванні поглиненої енергії на відміну від інших методів, у яких вимірюється непрямий ефект (іонізація, хімічне розкладання тощо).

Суть теплового методу полягає в тому, що при взаємодії іонізуючих випромінювань з речовиною вся поглинена в речовині енергія, в остаточному підсумку, перетворюється в тепло (при відсутності необоротних хімічних реакцій) і спричиняє нагрівання речовини, пропорційне дозі випромінювання.

Якщо теплоізольованому тілу передати деяку кількість теплоти, то його температура підвищиться:

$$\Delta Q = c \cdot m \cdot \Delta T,$$

де ΔQ – кількість теплоти, переданої тілу; c – питома теплоємність тіла; m – маса тіла; ΔT – зміна температури тіла.

Нехай теплоізольований поглинач циліндричної форми опромінюється пучком γ -квантів, спрямованим перпендикулярно до торця. Енергія, поглинена в поглиначі за одиницю часу

$$\Delta E = \frac{\mu_{kz}}{\mu_z} \cdot I \cdot S \cdot (1 - e^{-\mu_z h}),$$

де μ_{kz} – лінійний коефіцієнт передачі енергії; μ_z – лінійний коефіцієнт ослаблення випромінювання для речовини поглинач; I – інтенсивність випромінювання; S – площа торця циліндра; h – висота циліндра.

Потужність поглиненої дози

$$P_\gamma = M_{km,n} \cdot I,$$

де $M_{km,n}$ – масовий коефіцієнт передачі енергії для повітря.

З огляду на енергетичний еквівалент рентгена, рівний $8,8 \cdot 10^{-6}$ Дж на 1 г повітря, одержимо енергію, поглинену за час t :

$$\Delta E = 8,8 \cdot 10^{-6} \cdot S \cdot \frac{\mu_{km,z}}{\mu_{km,n}} \cdot \frac{(1 - e^{-\mu_z h})}{\mu_z h} \cdot P_\gamma \cdot t.$$

Як уже було відзначено, поглинена в речовині енергія, в остаточному підсумку, переходить у тепло. Оскільки маса циліндра може бути представлена у вигляді

$$m = \rho \cdot S \cdot h,$$

попередню формулу можна переписати як

$$\Delta T = 8,8 \cdot 10^{-6} \cdot \frac{\mu_{km,z}}{c \cdot \mu_{km,n}} \cdot \frac{(1 - e^{-\mu_z h})}{\mu_z h} \cdot D$$

або

$$\Delta T = k \cdot D,$$

де ΔT – зміна температури поглинач; k – константа, що залежить від речовини й розмірів поглинач; D – поглинена доза.

Оцінимо чутливість теплового методу реєстрації іонізуючих випромінювань для тканиноеквівалентного поглинач при $M_z \cdot h \ll 1$.

У цьому випадку $\mu_{km,z}/\mu_{km,n} = 1$, $C = 4,2$ і, отже, $\Delta T = 2 \cdot 10^{-6} D$, тобто доза в 500 Р підвищить температуру поглинач всього на одну тисячну градуса.

Крім вимірювання різниці температур кількість тепла, поглиненого в поглиначі, можна визначити за зміною його об'єму:

$$\Delta V = \beta \cdot V \cdot \Delta T,$$

де β – температурний коефіцієнт розширення.

У деяких типах калориметрів в якості поглинача використовують рідкий азот. Кількість виділеного газу є мірою поглиненої енергії.

Необхідність вимірювати надзвичайно малі зміни температури, а також інші експлуатаційні труднощі обмежують застосування теплового методу реєстрації іонізуючих випромінювань. Він використовується в

основному в лабораторних умовах для дослідницьких цілей. Тепловим методом вимірюються й уточнюються основні константи інших методів дозиметрії, наприклад середня енергія іоноутворення, радіаційно-хімічний вихід тощо.

Інша сфера застосування теплового методу – пряме вимірювання щільності потоку енергії випромінювання. Однак у цьому випадку при неповному поглинанні випромінювання (наприклад, для γ -випромінювання) необхідно вносити поправку на ту частину енергії випромінювання, що винесена за межі поглинача.

Розділ 6. ПРИЛАДИ РАДІАЦІЙНОГО КОНТРОЛЮ ТА ТЕХНІЧНІ МЕТОДИ ВИМІРЮВАННЯ РАДІАЦІЙНИХ ВЕЛИЧИН

6.1. Класифікація приладів радіаційного контролю

Під *приладами радіаційного контролю* (РК) варто розуміти технічні засоби для вимірювання й реєстрації кількісних значень фізичних величин, що характеризують іонізуюче випромінювання. Прилади, як засоби вимірювання, повинні бути метрологічно атестованими. Технічні засоби вимірювання, метрологічні характеристики яких не нормовані, називаються індикаторами.

Класифікація приладів РК залежить від багатьох ознак, основні з яких такі:

- вид радіаційного контролю;
- функціональне призначення приладу;
- тип вимірюваної фізичної величини;
- вид іонізуючого випромінювання;
- тип конструктивного виконання.

За видами РК прилади розділяються на два основних класи: прилади дозиметричного контролю й прилади радіаційного технологічного контролю. Прилади дозиметричного контролю забезпечують отримання необхідної інформації про стан радіаційної обстановки на АЕС, у навколишньому середовищі, а також про дозу опромінення персоналу й населення. Прилади радіаційного технологічного контролю забезпечують вимірювання радіаційних параметрів технологічних середовищ і стан захисних бар'єрів на шляху поширення радіоактивних забруднень.

Класифікацію приладів РК залежно від функціонального призначення, типу вимі-

рюваної фізичної величини й виду іонізуючого випромінювання визначає державний стандарт, що нормує загальні технічні вимоги й порядок присвоєння позначень засобам радіаційного контролю. У відповідності зі стандартом літерне позначення засобів вимірювань повинне включати три елементи.

Перший елемент позначає функціональне призначення приладу:

Д – дозиметри (дозиметричні установки);

Р – радіометри (радіометричні установки);

С – спектрометри (спектрометричні установки);

БД – блок детектування;

УД – установка детектування.

Другий елемент літерного позначення приладу позначає фізичну величину, вимірювану засобом вимірювань:

Д – поглинена доза опромінення;

М – потужність поглиненої дози;

Е – експозиційна доза фотонного випромінювання;

Р – потужність експозиційної дози фотонного випромінювання;

У – еквівалентна доза випромінювання;

Б – потужність еквівалентної дози випромінювання;

Ф – потік енергії іонізуючого випромінювання;

Н – щільність потоку енергії іонізуючого випромінювання;

Т – перенос енергії іонізуючого випромінювання;

И – активність радіонукліда в джерелі;

У – питома активність радіонукліда;

Г – об’ємна активність радіонукліда в газі;
Ж – об’ємна активність радіонукліда в рідині;

А – об’ємна активність радіоактивного аерозолі;

З – поверхнева активність радіонукліда;

Л – потік іонізуючих частинок;

П – щільність потоку іонізуючих частинок;

Е – енергетичний розподіл іонізуючого випромінювання;

С – перенос іонізуючих частинок;

Ч – часовий розподіл іонізуючого випромінювання;

К – дві й більше фізичні величини.

Третій елемент літерного позначення приладу позначає вид іонізуючого випромінювання:

А – α -випромінювання;

Б – β -випромінювання;

Г – γ -випромінювання;

Н – нейтронне випромінювання;

П – протонне випромінювання;

Т – важкі забруднені частинки;

С – змішане випромінювання;

Х – інші випромінювання.

Приклади літерних позначень засобів вимірювань:

ДДБ – дозиметр (дозиметрична установка) поглиненої дози β -випромінювань;

РЗА – радіометр (радіометрична установка) поверхневої активності α -активного радіонукліда (радіометр забруднення поверхонь);

СЕГ – спектрометр (спектрометрична установка) енергетичного розподілу γ -випромінювання;

УДДГ – установка детектування поглиненої дози γ -випромінювання;

БДТГ – блок детектування переносу енергії γ -випромінювання.

Дозиметри (Д) призначені для вимірювання й реєстрації дози іонізуючого випромінювання (експозиційної, поглиненої,

еквівалентної), потужності дози, а також коефіцієнта якості.

Радіометри (Р) призначені для вимірювання й реєстрації щільності потоку іонізуючого випромінювання й активності радіонуклідів.

Спектрометри (С) призначені для вимірювання розподілу іонізуючих випромінювань за енергією частинок або фотонів, або за будь-якими іншими параметрами. Залежно від виду іонізуючого випромінювання бувають α -, β -, γ -спектрометри.

Блок детектування (БД) і установка детектування (УД) призначені для перетворення вимірюваної величини в іншу величину або сигнал вимірювальної інформації, зручний для наступної обробки. Як правило, БД і УД входять до складу інших вимірювальних засобів.

Необхідно відзначити, що промисловість випускає також універсальні (багатофункціональні) прилади, що сполучають функції різних типів приладів. Прикладом такого приладу може бути багатофункціональний дозиметр-радіометр МКС-01Р1, до складу якого входять блоки детектування дози й потужності дози γ -випромінювання – БДГК і нейтронного випромінювання – БДКН.

Прилади РК залежно від типу конструктивного виконання поділяють на такі групи: стаціонарні системи (комплекси); стаціонарні прилади (установки); переносні прилади; прилади індивідуального дозиметричного контролю.

З усієї сукупності приладів РК АЕС необхідно також виділити групу приладів лабораторного РК, якими оснащено радіометричні й спектрометричні лабораторії АЕС. Нижче будуть розглянуті характеристики приладів РК, застосовувані на АЕС України.

6.2. Станіонарні системи радіаційного контролю

Система радіаційного контролю (СРК) призначена для безперервного забезпечення служб АЕС інформацією про радіаційну обстановку на АЕС і в навколишньому середовищі, дози опромінення персоналу й населення, радіаційні параметри технологічних середовищ, а також про стан захисних бар'єрів на шляху поширення радіоактивних забруднень. У загальній структурі СРК повинні бути передбачені підсистеми, що забезпечують вимірювання параметрів радіаційної обстановки за основними видами РК:

підсистема радіаційного дозиметричного контролю (ПРДК);

підсистема радіаційного технологічного контролю (ПРТК);

підсистема РК захисних бар'єрів (ПРКЗБ);

підсистема РК навколишнього середовища (ПРКНС);

підсистема РК за нерозповсюдженням радіоактивних забруднень (ПРКНРЗ).

Усі підсистеми повинні бути об'єднані в СРК, складову частину єдиної інформаційно-забезпечувальної системи АЕС.

Система РК містить у собі організаційно-методичну й технічну частини. Технічна частина СРК – це станіонарна система РК, що об'єднує в єдиний комплекс апаратуру радіаційного контролю (прилади) й інші технічні засоби для збору й подання інформації РК АЕС. Станіонарну СРК називають також апаратурним комплексом радіаційної безпеки (АКРБ). З таких комплексів на сьогодні найбільше поширення на АЕС України дістали «Сейвал» (АКРБ-03) і «Горбач» (АКРБ-06), розроблені спеціально для АЕС із реакторами ВВЕР і РБМК відповідно. До їх впровадження в якості АКРБ широко використовувалася багатоканальна установка «Система».

Перелік основних блоків і установок детектування станіонарних комплексів АКРБ наведено в табл. 6.1.

Таблиця 6.1. Основні блоки та пристрої детектування станіонарних комплексів АКРБ

Позначення приладу (блока, пристрою)	Вимірювана величина	Діапазон вимірювання	Тип АКРБ	Застосування в СРК
УДЖГ-04Р	Об'ємна активність теплоносія	$3,7 \cdot 10^4 - 3,7 \cdot 10^7$ Бк/м ³	АКРБ-03	Контроль герметичності парогенератора. Контроль спецводоочистки
УДЖГ-05Р	Те саме	$3,7 \cdot 10^5 - 3,7 \cdot 10^8$ Бк/м ³	АКРБ-03	Те саме
УДЖГ-06Р	Те саме	$3,7 \cdot 10^5 - 3,7 \cdot 10^8$ Бк/м ³	АКРБ-03 АКРБ-06	Те саме
УДЖГ-07Р	Об'ємна активність ⁸⁷ Кг в теплоносії	$3,7 \cdot 10^8 - 3,7 \cdot 10^{11}$ Бк/м ³	АКРБ-03	1-й контур. Контроль стану оболонок ТВЕЛ
УДЖГ-08Р	Об'ємна активність ¹³² І і ¹³⁴ І в теплоносії	$3,7 \cdot 10^8 - 3,7 \cdot 10^{11}$ Бк/м ³	АКРБ-03	Те саме
УДЖГ-14Р1	Об'ємна активність рідини	$1,9 \cdot 10^3 - 1,9 \cdot 10^6$ Бк/м ³	АКРБ-03 АКРБ-06	Контроль викидів у довкілля

Позначення приладу (блока, пристрою)	Вимірювана величина	Діапазон вимірювання	Тип АКРБ	Застосування в СРК
УДЖГ-14Р1-01	Те саме	$1,9 \cdot 10^3 - 1,9 \cdot 10^6$ Бк/м ³	АКРБ-03	Те саме
УДЖГ-20Р	Об'ємна активність теплоносія	$10^4 - 3 \cdot 10^8$ Бк/м ³	АКРБ-08	Контроль герметичності парогенератора. Контроль спецводоочистки
УДЖГ-22Р	Об'ємна активність рідини	$1,9 \cdot 10^3 - 3,7 \cdot 10^6$ Бк/м ³	АКРБ-08	Контроль норм викидів у довкілля
УДГБ-02Р	Об'ємна активність ІРГ	$2,5 \cdot 10^4 - 8 \cdot 10^9$ Бк/м ³	АКРБ-08	Контроль радіаційної обстановки АЕС
УДГБ-02Р1	Те саме	$5 \cdot 10^7 - 10^{13}$ Бк/м ³	АКРБ-08	Контроль системи очистки газів
УДГБ-05-01	Те саме	$3,7 \cdot 10^8 - 3,7 \cdot 10^{12}$ Бк/м ³	АКРБ-03 АКРБ-06	Те саме
УДГБ-08Р	Те саме	$7,4 \cdot 10^4 - 5,2 \cdot 10^9$ Бк/м ³	АКРБ-03 АКРБ-06	Контроль радіаційної обстановки АЕС
УДГБ-10Р	Те саме	$7,4 \cdot 10^4 - 5,3 \cdot 10^9$ Бк/м ³	АКРБ-08	Те саме
БДАБ-05	Об'ємна активність аерозолів	$3,7 - 3,7 \cdot 10^4$ Бк/м ³	АКРБ-03 АКРБ-06	Те саме
БДАБ-06	Об'ємна активність парів йоду	$3,7 \cdot 10^2 - 3,7 \cdot 10^7$ Бк/м ³	АКРБ-03 АКРБ-06	Те саме
БДАС-03П	Об'ємна активність аерозолів	$1,9 - 1,9 \cdot 10^5$ Бк/м ³	АКРБ-08	Те саме
УДАС-02П	Об'ємна активність парів ¹³¹ I	$8 - 8 \cdot 10^6$ Бк/м ³	АКРБ-08	Те саме
УДАБ-03П	Об'ємна активність аерозолів: – довгоіснуючих нуклідів – короткоіснуючих нуклідів	$5 \cdot 10^{-2} - 10^7$ Бк/м ³ $10 - 10^7$ Бк/м ³	АКРБ-08	Контроль викидів у довкілля
УДБН-02Р	Потужність еквівалентної дози нейтронів	$3 \cdot 10^{-9} - 3 \cdot 10^{-6}$ Зв/с	АКРБ-06	Контроль радіаційної обстановки АЕС
БДМГ-02Р	ПЕД γ-випромінювання	$7,2 \cdot 10^{-13} - 7,2 \cdot 10^{-10}$ А/кг	АКРБ-03 АКРБ-06	Те саме
БДМГ-41	ПЕД γ-випромінювання	$7,2 \cdot 10^{-12} - 7,2 \cdot 10^{-9}$ А/кг	АКРБ-03 АКРБ-06	Те саме
БДМГ-41-01	ПЕД γ-випромінювання	$7,2 \cdot 10^{-11} - 7,2 \cdot 10^{-8}$ А/кг	АКРБ-03 АКРБ-06	Те саме
БДМГ-41-02	ПЕД γ-випромінювання	$7,2 \cdot 10^{-8} - 7,2 \cdot 10^{-5}$ А/кг	АКРБ-03	Те саме

Позначення приладу (блока, пристрою)	Вимірювана величина	Діапазон вимірювання	Тип АКРБ	Застосування в СРК
БДМГ-08Р-01	ПЕД γ-випромінювання	$3,6 \cdot 10^{-11} - 7,2 \cdot 10^{-8}$ А/кг	АКРБ-08	Те саме
БДМГ-08Р-02	ПЕД γ-випромінювання	$3,6 \cdot 10^{-8} - 7,2 \cdot 10^{-5}$ А/кг	АКРБ-08	Те саме
УДИН-02Р	Щільність потоку запізнілих нейтронів	$10^4 - 10^7$ нейтр./с · м ²	АКРБ-03	Контроль стану оболонок ТВЕЛ
УДИН-06Р	Те саме	$10^4 - 10^7$ нейтр./с · м ²	АКРБ-08	Те саме
УДПГ-03Р	Об'ємна активність гострого пару	$3,7 \cdot 10^4 - 3,7 \cdot 10^7$ Бк/м ³	АКРБ-03	Контроль стану оболонок ТВЕЛ (1-й контур, контур багаторазової примусової циркуляції), герметичності парогенератора (2-й контур)
УДПГ-04Р	Те саме	$3,7 \cdot 10^4 - 3,7 \cdot 10^7$ Бк/м ³	АКРБ-08	1-й контур. Контроль стану оболонок ТВЕЛ

Крім того, до складу АКРБ входять агреговані комплекти установок збору й обробки інформації. До них належать: пристрої накопичення й обробки інформації УНО-100М-01, УНО-06Р, УНО-17Р, пристрої обміну інформацією УИ-28, пристрої передачі УВА-09 і т. д. Відповідно до сучасних вимог обробка інформації в СРК повинна здійснюватися на базі локальних обчислювальних мереж, автоматизованих робочих місць і персональних комп'ютерів.

Прикладом побудови сучасних СРК є автоматизована система радіаційного контролю (АСКРО) навколишнього середовища Запорізької АЕС. Слід зазначити, що першою АСКРО АЕС в Україні була АСКРО 30-кілометрової зони відчуження Чорнобильської АЕС, створена в екстремальних умовах ліквідації наслідків аварії на базі комплексу технічних засобів «Тунець» у 1986 р. Зараз проводяться роботи з її повної модернізації.

На Чорнобильській АЕС протягом тривалого часу здійснюються роботи з модернізації СРК енергоблоків і промислового майданчика, яка повинна забезпечувати контроль параметрів радіаційної обстановки, її прогноз і можливість контролю радіаційних параметрів на всіх етапах зняття з експлуатації, у тому числі в режимах аварійних ситуацій, а також при проведенні робіт з перетворення об'єкта «Укриття» на екологічно безпечну систему.

Стаціонарні установки – це функціонально й конструктивно об'єднаний комплекс вимірювальних і допоміжних пристроїв, розташованих в одному місці й здійснюючих вимірювання однієї або декількох величин, а також первинну обробку результатів вимірювання й видачу інформації споживачеві. Дані установки, залежно від кількості вимірюваних параметрів, можуть бути одно- або багатоканальними. Перелік основних стаціонарних приладів і установок РК, застосовуваних на АЕС України, наведено в табл. 6.2.

Таблиця 6.2. Основні стаціонарні установки радіаційного контролю АЕС

Найменування приладу (установки)	Функціональне призначення та вимірювана величина	Діапазон вимірювання
Установки: РКС2-02, РКС2-03, «Калина»	Вимірювання об'ємної активності аерозолів: – довгоіснуючих нуклідів; – парів йоду ^{131}I ; – ІРГ	$1-10^4 \text{ Бк/м}^3$ $10-10^4 \text{ Бк/м}^3$ $3,7 \cdot 10^6-3,7 \cdot 10^{10} \text{ Бк/м}^3$
Установка РКС3-01	Вимірювання об'ємної активності аерозолів: – довгоіснуючих нуклідів – короткоіснуючих нуклідів; – парів йоду ^{131}I ; – ІРГ	$1-10^4 \text{ Бк/м}^3$ $5 \cdot 10^2-5 \cdot 10^6 \text{ Бк/м}^3$ $10-10^4 \text{ Бк/м}^3$ $3 \cdot 10^6-3 \cdot 10^9 \text{ Бк/м}^3$
Установка РЗБ-04-04	Контроль і сигналізація про забруднення одягу й ділянок тіла людини β -активними речовинами	$10-2000 \text{ } \beta\text{-част./хв} \cdot \text{см}^2$
Установка РЗБ-05-01	Контроль і сигналізація про забруднення рук β -активними речовинами	$10-2000 \text{ } \beta\text{-част./хв} \cdot \text{см}^2$
Установка РЗГ-04-01	Контроль γ -випромінювання персоналу на прохідній	$0,5-5,0 \text{ мкЗв/год}$
Установка РЗГ-05	Контроль γ - випромінювання транспорту на прохідній	$0,5-5,0 \text{ мкЗв/год}$
Сигналізатори-радіометри СЗБ-03 і СЗБ-04	Контроль установленого порогу забруднення поверхні рук β -активними речовинами і сигналізація про його перевищення	$30-600 \text{ } \beta\text{-част./хв} \cdot \text{см}^2$
Прилад РЖГ2-02 «Берест 1»	Контроль активності ^{132}I в теплоносії 1-го контура	$3,7 \cdot 10^5-3,7 \cdot 10^8 \text{ Бк/кг}$
Прилад РЖГ2-03 «Берест 2»	Контроль сумарної γ -активності води 2-го контура	$3,7 \cdot 10^1-3,7 \cdot 10^4 \text{ Бк/кг}$
Прилад РГБ-6	Автоматичне вимірювання об'ємної активності β -випромінюючих газів у повітрі робочих приміщень і викидах підприємств атомної промисловості	Динамічний діапазон одного варіанту виконання – 10^5

6.3. Переносні прилади радіаційного контролю

Переносні прилади РК призначені для вимірювання різних параметрів радіаційної обстановки безпосередньо на робочих

місцях при проведенні радіаційно-небезпечних робіт, при дослідженнях тощо.

Перелік переносних приладів радіаційного контролю, їхні найменування, вимірювана величина та характеристики наведено в табл. 6.3.

Таблиця 6.3. Переносні прилади радіаційного контролю

Найменування приладу	Вимірювана величина	Діапазон вимірювання	Похибка вимірювання	Хід із жорсткістю
Дозиметр ДРГЗ-02	Вимірювання потужності поглиненої дози фотонного випромінювання	0–1 мкГр/с	$\pm 10\text{--}15\%$	$\pm 20\%$
Дозиметр ДРГЗ-03	Вимірювання потужності поглиненої дози фотонного випромінювання	0–10 мкГр/с	$\pm 10\text{--}15\%$	$\pm 10\text{--}15\%$
Дозиметр ДРГЗ-04	Вимірювання потужності поглиненої дози (або її середньої потужності) безперервного або імпульсивного фотонного випромінювання максимальної поглиненої дози (або її середньої потужності) у тканині	0,1–30 мкГр/с 0,1–30 мкЗв	$\pm 15\%$	$\pm 15\%$
Дозиметр ДРГ-05	Вимірювання в жорстких умовах експлуатації потужності дози фотонного випромінювання та якісної оцінки наявності β -випромінювання в діапазоні енергій 0,2–3 МеВ.	$10^{-3}\text{--}10^{-2}$ мкГр/с $10^{-2}\text{--}10^2$ мГр	–	$\pm 20\%$ $\pm 20\%$
Дозиметр ДРГ-01Т	Вимірювання потужності поглиненої дози фотонного випромінювання	28 нГр/с– 280 мГр/с	Режим пошуку $\pm (30\text{--}1D)$; вимірювання: $\pm (15 + 0,5/D)$	$\pm 25\%$
Радіометр КРА-1	Контроль ступеня забруднення поверхонь α -активними речовинами	$1\text{--}10^4$ розп./ $(\text{хв} \cdot \text{см}^2)$	$\pm 20\%$	–
Радіометр КРБ-1	Вимірювання β -забруднення поверхонь	$10\text{--}1 \cdot 10^7$ розп./ $(\text{хв} \cdot \text{см}^2)$	$\pm 20\%$	–
Універсальний дозиметр-радіометр МКС-01Р	Вимірювання: щільності потоку α -частинок	$1\text{--}3 \cdot 10^4$ част./ $(\text{хв} \cdot \text{см}^2)$	$\pm 20\%$	–
	флюенса α -частинок	$10\text{--}10^5$ (част. $\cdot \text{см}^2$)	$\pm 20\%$	–
	щільності потоку β -частинок	$1\text{--}10^5$ част./ $(\text{хв} \cdot \text{см}^2)$	$\pm 20\%$	–
	флюенса β -частинок	$10\text{--}10^5$ част./ $(\text{хв} \cdot \text{см}^2)$	$\pm 20\%$	–
	ПЕД фотонного випромінювання	$10^{-2}\text{--}3 \cdot 10^3$ мкЗв/год	$\pm 20\%$	–
	еквівалентної дози фотонного випромінювання	$0,1\text{--}10^5$ мкЗв	$\pm 20\%$	–
	щільності потоку нейтронів	$1\text{--}3 \cdot 10^4$ част./ $(\text{с} \cdot \text{см}^2)$	$\pm 20\%$	–
	флюенса потоку нейтронів	$10^2\text{--}10^5$ част./ см^2	$\pm 20\%$	–
	ПЕД нейтронного випромінювання	$1\text{--}10^5$ мкЗв/год	$\pm 20\%$	–
	еквівалентної дози нейтронного випромінювання	$1\text{--}10^5$ мкЗв	$\pm 20\%$	–

Найменування приладу	Вимірювана величина	Діапазон вимірювання	Похибка вимірювання	Хід із жорсткістю
Пошуковий радіометр РГБ-03-01 «Ломонос»	Вимірювання об'ємної активності радіоактивних газів	$3,7 \cdot 10^5$ – $3,7 \cdot 10^{11}$ Бк/м ³	± 30 %	–
Дозиметри ДБГ-01Н, ДБГ-06Т	Вимірювання ПЕД і дози фотонного випромінювання	0,01–9,999 мР/год Пошук: 0,1–99,99 мР/год	± 20 % ± 30 %	–
Дозиметр ДКС-04	Вимірювання ПЕД і ЕД фотонного і жорсткого β-випромінювання	0,1–999,9 мР/год 1–4096 мР	± 20 %	–
Бета-радіометр РКБ4-1ем	Вимірювання питомої й об'ємної активності β-випромінюючих радіонуклідів проб об'єктів зовнішнього середовища	Для води: $1,9$ – $3,7 \cdot 10^3$ Бк/л Для сипучих речовин: $1,8 \cdot 10^1$ – $3,7 \cdot 10^3$ Бк/кг	± 20 %	–

6.4. Прилади індивідуального дозиметричного контролю

Прилади індивідуального дозиметричного контролю призначені для вимірювання індивідуальних доз зовнішнього іонізуючого випро-

мінювання, одержуваних працівником у процесі виконання радіаційно-небезпечних робіт.

Перелік приладів індивідуального дозиметричного контролю, їхні найменування, вимірювана величина та характеристики наведено в табл. 6.4.

Таблиця 6.4. Прилади індивідуального дозиметричного контролю

Найменування приладу	Вимірювана величина	Діапазон вимірювання	Похибка вимірювання	Хід із жорсткістю
Комплект дозиметрів КІД2, КІД6	Доза фотонного випромінювання	$5 \cdot 10^{-5}$ –5 Гр (0,005–500 Р)	± 10 %	± 20 %
Комплект дозиметрів ДК-02	Доза фотонного випромінювання	10^{-4} – $2 \cdot 10^{-3}$ Гр (0,01–0,2 Р)	± 15 %	–
Комплект дозиметрів ДКП-50	Доза фотонного випромінювання	до 0,5 Гр (50 Р)	± 15 %	–
Комплект термолюмінесцентних дозиметрів КДТ-1	Доза фотонного випромінювання при хронічному й аварійному опроміненнях	0,001–100 Гр (0,1– 10^4 Р)	± 25 %	–
Комплект термолюмінесцентних дозиметрів КДТ-02М	Доза фотонного випромінювання в полях рентгенівського і γ-випромінювання	$5 \cdot 10^{-5}$ –10 Гр ($5 \cdot 10^{-3}$ – 10^3 Р)	± (15–45) %	± 30 %
Комплект аварійних дозиметрів ІКС-А	Доза фотонного випромінювання в аварійних умовах	$5 \cdot 10^{-3}$ –80 Гр (0,5– $8 \cdot 10^3$ Р)	± 15 %	± 20 %

Найменування приладу	Вимірювана величина	Діапазон вимірювання	Похибка вимірювання	Хід із жорсткістю
Універсальний комплект індивідуального фотоконтролю ІФКУ-1	Контроль еквівалентних доз фотонного, β -випромінювання і теплових нейтронів	$2 \cdot 10^{-2}$ Зв	$\pm 20 \%$ для фотонів і β -частинок	—
Дозиметричний комплект TLD фірми Harshaw	Поглинена доза фотонного випромінювання	10^{-4} – 10 Гр	± 20 – 40% залежно від піддіапазону	$\pm 40 \%$ (без фільтрів)
Індивідуальний дозиметр-сигналізатор ДКС-04 «Стриж»	Потужність поглиненої дози і дози фотонного випромінювання у повітрі, визначення щільності потоку теплових нейтронів, фотонного і жорсткого β -випромінювання з енергією більше $0,5$ MeV	$0,3$ – 400 Гр/с	$\pm 25 \%$	$\pm 25 \%$
Індикатор іонізуючого випромінювання ДРС-01	Те саме	$0,03$ – $0,33$ мГр/год (3 – 33 мР/год)	$\pm 25 \%$	$\pm 25 \%$
Індикатор іонізуючого випромінювання	Те саме і вимірювання поглиненої дози	10^{-6} – 10^{-2} Гр	$\pm 25 \%$	$\pm 25 \%$
Дозиметр-сигналізатор ДЕГ-07	Доза фотонного випромінювання	10^{-3} – $5 \cdot 10^{-2}$ Гр ($0,1$ – 5 Р)	$\pm 20 \%$	$\pm 25 \%$

6.5. Прилади лабораторного дозиметричного контролю

На АЕС звичайно є кілька лабораторій, які виконують дозиметричні, радіометричні й спектрометричні вимірювання джерел (проб) іонізуючого випромінювання. Конкретні найменування лабораторій залежать від задач управління радіаційною безпекою. Для успішного вирішення своїх завдань лабораторії радіаційного контролю повинні бути оснащені найбільш сучасною вимірювальною апаратурою й укомплектовані високопрофесійними кадрами.

Більшість радіометричних вимірювань виконується за допомогою приладів лічення числа імпульсів і швидкості імпульсів УИМ2-2, УИМ2-3, ПСО2-4, ПСО2-5 і т. д.

Однак у багатьох випадках необхідна більш повна інформація про випромінювання джерел іонізуючого випромінювання й, отже, більш повна характеристика вимірюваних імпульсів. Вимірювання амплітуди, геометричної форми й часу появи імпульсів від детекторів дозволяє встановити такі параметри іонізуючого випромінювання, як енергія, вид частинок, часові й просторові характеристики частинок. Дані вимірювання виконуються за допомогою пристроїв, що становлять самостійний клас приладів, – спектрометрів (спектрометричні аналізатори, аналізатори імпульсів одноканальні й багатоканальні).

Перелік приладів, рекомендованих для лабораторного радіаційного контролю, наведено в табл. 6.5.

Таблиця 6.5. Прилади для лабораторного радіаційного контролю

Найменування приладу, тип	Призначення	Діапазон вимірювання	Інші характеристики
Вимірювачі швидкості лічення: УИМ2-2, УИМ2-3, «Актинія»	Вимірювання середньої швидкості лічення, імпульсів блоків детектування α -, β -, γ - і нейтронного випромінювання	$3 \cdot 10^{-1} - 3 \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$	Автоматичне перемикання 8 піддіапазонів швидкості лічення і сигналізація про перевищення її заданих порогових значень
Прилади лічильні одноканальні ПСО2-4, ПСО2-5	Вимірювання числа імпульсів, частоти проходження імпульсів, часового інтервалу	Об'єм реєстрації $1 - 10^6$ імп.; максимальна частота $5 \cdot 10^6$ імп./с	Автоматична експозиція за часом і набором імпульсів
Радіометри КРК-1-1 КРК-1-01	Вимірювання концентрації α - і β -активних ізотопів у твердих, рідких і газоподібних середовищах	$7,2 \cdot 10^1 - 7,2 \cdot 10^4 \text{ Бк/м}^2$ $1,4 \cdot 10^1 - 3,7 \cdot 10^2 \text{ Бк/л}$ $7,2 \cdot 10^{-5} - 3,7 \cdot 10^1 \text{ Бк/м}^3$	—
γ -спектрометр «Лангур»	Вимірювання енергії γ -випромінювання	60–3000 кеВ	Може використовувати всі види детекторів: напівпровідникові (германієві), сцинтиляційні, пропорційні лічильники, іонізаційні камери. Чутливість передпідсилювача не менше 0,5 В/МеВ
γ -спектрометр «Nokia»	Вимірювання активності газів, аерозолів, рідини	Для рідини $2 \cdot 10^{-10} - 1 \cdot 10^6 \text{ Кі/кг}$	Стационарна спектрометрична установка
Спектрометр випромінювань людини «Канберра»	Вимірювання вмісту радіонуклідів в організмі людини	50–1500 кеВ	Стационарна установка
«Скриннер-3М»	Вимірювання вмісту інкорпорованих радіонуклідів і «гарячих» частинок в організмі людини	400–1500 кеВ	Стационарна установка
Універсальні комплекси на базі спектрометричних процесорів EVT-SP у складі ПК	Спектрометрія α -, β -, γ -випромінювання	—	Виробництво НВП «АТОМКОМПЛЕКС ПРИЛАД» (Київ)

6.6. Метрологія приладів радіаційного контролю

Основні терміни й поняття метрології

Метрологія приладів РК (те ж саме, що й метрологія іонізуючих випромінювань) – це область метрології, яка займається створенням методів і засобів забезпечення єдності вимірювань потоків випромінювань, дозиметричних величин і характеристик радіонуклідів.

Метрологія іонізуючих випромінювань, залежно від типу вимірюваних фізичних величин, вирішує прикладні завдання в таких напрямках:

метрологія радіонуклідів – створює методи вимірювання активності нуклідів у різних формах і середовищах їхнього існування, вирішує проблеми забезпечення єдності вимірювання (еталони, перевірочні схеми, зразкові джерела, розчини й стандартні зразки), досліджує особливості вимірювання активності об'єктів зовнішнього середовища;

метрологія α -, β -, γ -випромінювань – досліджує й створює спектрометричні методи вимірювання джерел іонізуючих випромінювань, вирішує завдання створення й використання зразкових джерел і схем для перевірки й градування спектрометрів;

метрологія дозиметричних величин – досліджує й створює методи вимірювання експозиційної дози і її потужності, поглиненої й еквівалентної дози й похідних від них величин, методи вимірювання доз під час променевої терапії, технологічні методи дозиметрії, а також еталони, перевірочні й градувальні схеми дозиметричних величин;

метрологія нейтронного випромінювання – досліджує й створює методи вимірювання характеристик нейтронного поля на ядерно-фізичних установках, методи нейтронно-активаційних вимірювань, принципи

й методи застосування зразкових джерел нейтронів тощо.

Метрологія іонізуючих випромінювань тісно взаємозв'язана з розвитком ядерного приладобудування й має з ним загальну теорію вимірювань.

Необхідно розрізняти поняття метрології, метрологічного забезпечення й приладового забезпечення.

Метрологія – наукова основа метрологічного забезпечення.

Метрологічне забезпечення – сукупність наукових, технічних і організаційних заходів (норм, правил, засобів), необхідних для досягнення єдності вимірювань.

Приладове забезпечення – сукупність заходів щодо забезпечення будь-якого технологічного процесу вимірювальними засобами.

Приладобудування – галузь промисловості, метою якої є приладове забезпечення інших галузей. Наприклад, ядерне приладобудування забезпечує атомну промисловість приладами вимірювання й контролю іонізуючого випромінювання.

Засобами вимірювання називають технічний засіб, використовуваний при вимірюваннях, і який має нормовані метрологічні властивості. До засобів вимірювань належать міри й вимірювальні прилади.

Міра – засіб вимірювань, призначена для відтворення фізичної величини заданого розміру. Наприклад, джерело іонізуючого випромінювання з ^{60}Co , атестоване за активністю, є мірою активності нукліда ^{60}Co .

Вимірювальний прилад – засіб вимірювань, призначений для вироблення сигналу вимірювальної інформації у формі, доступній для безпосереднього сприйняття спостерігачем. У галузі радіаційного захисту вимірювальними приладами є дозиметричні прилади (дозиметри), радіометричні прилади (радіометри) і спектрометри іонізуючих випромінювань.

Метрологічні характеристики засобів вимірювань – це характеристики засобів вимірювань, що впливають на результати вимірювання.

Основні поняття, пов'язані з характеристикою перетворення засобу вимірювання наступні:

чутливість – відношення зміни сигналу на виході засобу вимірювання до зміни вимірюваної величини, що його викликає, наприклад 0,5 В/МеВ;

діапазон вимірювань – область значень вимірюваної величини, для якої нормовані похибки засобу вимірювання;

межа вимірювання – найбільше або найменше значення діапазону вимірювання;

хід із жорсткістю – відхилення номінальної чутливості засобу вимірювання від дійсної чутливості, що залежить від енергії іонізуючого випромінювання.

Усі засоби вимірювань за метрологічною приналежністю підрозділяють на робочі й зразкові.

Зразковими мірами й вимірювальними приладами називають міри й вимірювальні прилади, затверджені в якості зразкових, і які служать для перевірки по них інших засобів вимірювань. Наприклад, у галузі вимірювання іонізуючих випромінювань в якості зразкових мір застосовують зразкові α -, β -, γ - і нейтронні джерела.

Для відтворення й зберігання одиниці вимірювання в загальнодержавному або міжнародному масштабі є засіб вимірювання, названий еталоном. Порядок передачі розміру одиниці від еталона зразковим і робочим засобам вимірювань регламентується спеціальним документом – перевіркою схемою.

Робочий засіб вимірювання – засіб вимірювання, застосовуваний для вимірювань, не пов'язаних із передачею розміру одиниць. Робочі засоби вимірювань використовують у практиці повсякденних вимірювань.

Вимірювання називається прямим, якщо вимірювану величину безпосередньо порівнюють із мірою цієї величини або її значення відраховують за показниками приладів.

Спостереження – експериментальна операція, виконувана в процесі вимірювання, у результаті якої одержують одне зі значень, що підлягає обробці для одержання результатів вимірювання. Розрізняють вимірювання з однократними й багаторазовими спостереженнями. При вимірюванні з однократним спостереженням терміном «спостереження» користуватися не треба.

Похибка вимірювання – відхилення результату вимірювання від дійсного значення вимірюваної величини. На практиці мають справу лише з наближеною оцінкою похибки вимірювання, яку отримують шляхом застосування методу й засобів вимірювання.

Абсолютною називають похибку, виражену в одиницях вимірюваної величини, а *відносною* – похибку, виражену в частках або відсотках дійсного значення вимірюваної величини.

Систематична похибка – складова похибки вимірювання, яка при повторних вимірюваннях однієї й тієї ж величини, виконуваних при незмінних умовах, залишається постійною або закономірно змінюється. Джерелом систематичної похибки можуть бути: похибка методу вимірювання, допущені спрощення при проведенні вимірювань, індивідуальні особливості спостерігача.

Випадкова похибка – складова похибки вимірювання, яка змінюється випадково при повторних вимірюваннях однієї й тієї ж величини. Джерелом випадкових похибок можуть бути неконтрольовані зміни параметрів зовнішнього середовища (температури, вологості, тиску), статистичний характер вимірюваної величини, психологічні особливості людини тощо.

Груба похибка вимірювання – похибка вимірювання, істотно перевищуюча очікувану похибку за даних умов.

Промак – вид грубої похибки, що залежить від спостерігача й пов'язаний з неправильним поводженням із засобом вимірювання, невірним відліком показань, помилками при записі результатів тощо.

Точність вимірювань – якість вимірювань, яка відображає близькість їхніх результатів до дійсного значення вимірюваної величини. Чим менші систематична й випадкова похибки, тим вища точність вимірювань.

Результат вимірювання – середнє арифметичне результатів спостережень, з яких виключені систематичні похибки.

Зовнішні фактори, що впливають на похибку засобів вимірювання, визначають нормальні й робочі умови застосування засобів вимірювання.

Нормальні умови застосування засобів вимірювання – умови, за яких усі вимірювання, що впливають на показання засобу, величини зовнішніх факторів, перебувають у межах значень, установлених нормативно-технічною документацією на даний засіб вимірювання й прийнятих у якості нормальних. Для нормальних умов застосування нормуються основні похибки засобів вимірювання.

Робочі умови застосування засобів вимірювання – умови, за яких значення величин зовнішніх факторів, що впливають на похибку засобу вимірювання, перевищують межі нормальної області значень. Для робочих умов нормуються додаткові похибки засобів вимірювання.

Перевірка засобів вимірювань – це визначення похибки даного засобу вимірювання з метою встановлення його придатності до застосування відповідно до вимог, установлених для нього нормативно-технічною документацією.

В основу всіх методів перевірки покладено принцип, який полягає в тому, що спочатку знаходять різницю між показанням приладу й дійсним значенням вимірюваної величини, тобто визначають похибку приладу. Дійсне значення вимірюваної величини визначають за допомогою зразкових засобів вимірювання.

Для приладів, що вимірюють γ - і нейтронне випромінювання застосовують такі методи перевірки:

- метод заміщення;
- метод одночасних вимірювань;
- метод зразкового джерела.

Метод заміщення заснований на вимірюванні поглиненої дози або потужності поглиненої дози в одній і тій же точці поля випромінювання послідовно зразковим і перевірюваним приладами. При заміщенні зразкового й перевірюваного приладів необхідно забезпечити фіксацію центрів чутливих об'ємів їхніх детекторів з похибкою, що не перевищує встановлену нормативно-технічним документом на перевірку.

Метод одночасних вимірювань полягає в тому, що детектори зразкового й перевірюваного приладів поміщають одночасно в однаковий переріз однорідного поля.

Метод зразкового джерела (розрахунковий метод) полягає в тому, що для визначення (розрахунку) параметрів поля, створюваного зразковим джерелом випромінювання, використовують закон зворотних квадратів

$$I = I_0 \left(\frac{R_0}{R} \right)^2,$$

де I_0 – параметр поля, створюваного зразковим джерелом на відстані R_0 ; I – розрахунковий параметр поля в будь-якій точці від зразкового джерела на відстані R .

Для розрахунку I використовують дані, зазначені у свідоцтві на зразкове джерело.

Прилад вважається таким, що витримав перевірку, якщо отримане значення похибки не перевищує значення, вказане в технічних умовах на прилад (значення похибки, яке зазначене в паспорті заводу-виробника).

Метрологічна діяльність підприємства повинна регламентуватися комплексом взаємопов'язаних правил, вимог і норм, що визначають методику проведення робіт з оцінки й забезпечення точності вимірювання. Ці правила й норми встановлюються нормативно-технічною документацією, яка входить до державної системи стандартів України (ДСТУ).

Обробка результатів вимірювань

Методи обробки результатів, наприклад прямих вимірювань з багаторазовими спостереженнями, регламентовані ГОСТ 8.207-76. Відповідно до цього стандарту при статистичній обробці групи результатів спостережень варто виконати такі операції:

- виправити результати, виключити відомі систематичні похибки з результатів спостережень;

- обчислити середнє арифметичне виправлених результатів спостережень, прийняте за результат вимірювання;

- обчислити оцінку середнього квадратичного відхилення результату спостереження;

- перевірити гіпотезу про те, що результати спостережень належать нормальному розподілу;

- обчислити довірчі межі випадкової похибки (випадкової складової похибки) результату вимірювань;

- обчислити довірчі межі похибки результату вимірювання.

Розглянемо деякі етапи статистичної обробки.

Для обчислення результату вимірювання треба з кожного результату спостереження u_i виключити систематичну похибку λ_i . У підсумку отримаємо виправлений результат i -го спостереження

$$x_i = u_i - \lambda_i.$$

Потім обчислюють *середнє арифметичне* виправлених результатів спостережень

$$\bar{X}_n = \frac{(x_1 + x_2 + \dots + x_n)}{n} = \frac{\sum_{i=1}^n x_i}{n},$$

де n – число спостережень.

Середнє квадратичне відхилення групи спостережень є характеристикою розсіювання результатів спостережень, викликаного наявністю випадкових похибок при проведенні вимірювань з багаторазовими спостереженнями. Воно виражається в тих же одиницях, що й самі результати спостережень. Обмежене число спостережень дозволяє отримати лише оцінку цієї характеристики.

Оцінку середнього квадратичного відхилення S групи спостережень обчислюють за формулою

$$S = \sqrt{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{X})^2 / (n-1)}. \quad (6.1)$$

При 4–10-ти спостереженнях їхнє розсіювання можна також характеризувати розмахом

$$R_n = x_{\text{макс}} - x_{\text{мін}},$$

де $x_{\text{макс}}$, $x_{\text{мін}}$ – максимальне і мінімальне значення з групи спостережень відповідно.

Середнє квадратичне відхилення результату вимірювання є характеристикою розсіювання результату вимірювання, обчисленого як середнє арифметичне даного спостереження. Обмежене число спостережень дозволяє одержати лише оцінку цієї характеристики $S(\bar{X}_n)$. Таке позначення означає, що S

належить до середнього арифметичного змінної X_n , визначеної з n спостережень.

Оцінку середнього квадратичного відхилення середнього арифметичного обчислюють за формулою

$$S(X_n) = \sqrt{\frac{1}{n(n-1)} \cdot \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{X})^2} = \frac{S}{\sqrt{n}}.$$

Усі числові значення характеристик і параметрів, які визначаються при статистичній обробці результатів вимірювань, мають імовірнісний характер. *Довірча ймовірність* – це величина, яка визначає ступінь надійності отриманих результатів. Довірча ймовірність P виражається числом від 0 до 1 (або від 0 до 100 %) і показує ймовірність того, що дійсне значення досліджуваної змінної буде лежати в прийнятому (зазначеному) діапазоні.

Так, наприклад, в інтервал від $\bar{X} + S$ до $\bar{X} - S$ повинно входити близько 67 % усіх спостережень, де $\bar{X}$ – середнє арифметичне групи спостережень, розподілених за нормальним законом, а S – оцінка середнього квадратичного відхилення групи спостережень, визначена за формулою (6.1).

Величиною, пов'язаною з довірчою ймовірністю, є *рівень значимості відхилень* (виходу) за прийняті межі значень X_n ($q = 1 - P$).

Довірча ймовірність або рівень значимості відхилень повинні задаватися особою, яка виконує статистичну обробку результатів вимірювань, відповідно до необхідного рівня надійності результатів. Для технічних і аналітичних вимірювань звичайно приймають $P = 0,95$. Довірчі межі похибки в частках $S(X)$ при цьому рівні $\pm 1,65$. Для відповідальних вимірювань або вимірювань, які не можна повторити, приймають $P = 0,99$ з довірчими межами $\pm 2,6$ у частках $S(\bar{X})$. Чим відповідальніші результати, тим вищу довірчу ймовірність необхідно приймати.

Методика математичної обробки результатів вимірювань залежить від їхнього

розподілу. Найбільш повно математичні методи розроблені стосовно до нормального розподілу. Законом нормального розподілу (законом Гаусса) можна задовільно апроксимувати розподіли спостережень у більшості випадків практичних вимірювань.

Середнє арифметичне результатів спостережень є ефективною оцінкою вимірюваної величини саме при нормальному розподілі результатів спостережень. Якщо розподіл результатів спостережень описується іншими законами й має несиметричну форму, то використання середнього арифметичного може привести до неправильних висновків. При деяких інших розподілах для цієї мети відомі більш ефективні оцінки: найбільш імовірне значення (мода), медіана тощо. У зв'язку з цим до послідовності статистичної обробки результатів спостережень включається етап перевірки гіпотези про те, що результати спостережень належать до нормального розподілу.

Перевірка того, чи описуються отримані результати спостережень нормальним законом, може не проводитися, якщо є достатні теоретичні підстави вважати, що цей закон справедливий, або якщо така перевірка вже виконувалася раніше для аналогічних спостережень. В інших випадках перевірка нормальності розподілу необхідна.

Довірчі межі випадкової похибки результату вимірювання відповідно до ГОСТ 8.207-76 устанавлюються для результатів спостережень, що належать до нормального розподілу.

Якщо ця умова не виконується, методи обчислення довірчих меж випадкової похибки повинні бути зазначені в методиці виконання конкретних вимірювань.

Довірчі межі випадкової похибки результату вимірювання – це той інтервал, у який із заданою (прийнятою дослідником) ймовірністю P повинне потрапити середнє арифметичне значення при нескінченному

(теоретично) збільшенні кількості одиничних спостережень. Імовірність того, що це дійсне значення все-таки буде перебувати за значеннями обчислених довірчих меж, визначається значимістю цих відхилень $q = 1 - P$. Така ймовірність є завжди, оскільки теоретично можуть мати місце будь-які відхилення (колоколоподібна крива нормального розподілу не має границь).

Ширина інтервалу довірчих меж для результату вимірювання визначається ступенем розкиду значень, вимірюваного серед-

нім квадратичним відхиленням, і ступенем значимості припустимого виходу за ці межі, які встановлює дослідник.

Довірчі межі випадкової похибки результату вимірювання знаходять за формулами

$$X - t \cdot S(\bar{X}_n), \quad \bar{X} + t \cdot S(\bar{X}_n),$$

де t – коефіцієнт Ст'юдента, який, залежно від довірчої ймовірності P і числа результатів спостережень, знаходять за табл. 6.6.

Таблиця 6.6. Значення коефіцієнта t для випадкової величини X , яка має розподіл Ст'юдента з $n-1$ ступенями свободи

$n-1$	$P = 0,95$	$P = 0,99$	$n-1$	$P = 0,95$	$P = 0,99$
3	3,182	5,841	16	2,120	2,921
4	2,776	4,604	18	2,101	2,878
5	2,571	4,032	20	2,086	2,845
6	2,447	3,707	22	2,074	2,819
7	2,319	3,499	24	2,064	2,797
8	2,306	3,355	26	2,056	2,779
9	2,262	3,250	28	2,048	2,763
10	2,228	3,169	30	2,043	2,750
12	2,179	3,055	∞	1,960	2,576
14	2,145	2,977			

У випадках, коли систематичні похибки виключити з результату вимірювання не можна, але точно відомо, що вони є, похибка результату повинна включати невиключені систематичні похибки. При підсумовуванні невиключених систематичних похибок вони розглядаються як випадкові величини з рівномірним розподілом (якщо даних про вид розподілу немає).

Урахування невиключеної систематичної похибки здійснюється в такій послідовності:

оцінюються абсолютні величини невиключених систематичних похибок. Похибки постійних величин, що входять до формул, дорівнюють половині одиниці останнього розряду;

здійснюється додавання всіх невиключених систематичних похибок і визначення сумарної невиключеної систематичної похибки. Якщо невиключені систематичні похибки визначаються похибками величин, що входять до формули у вигляді співмножників, то сумарна невиключена похибка визначається за формулою

$$\Theta = 1,1 X_n \sqrt{\left(\frac{\Theta_1}{W_1}\right)^2 + \left(\frac{\Theta_2}{W_2}\right)^2 + \dots + \left(\frac{\Theta_m}{W_m}\right)^2}.$$

Якщо джерелами помилок є доданки, то підсумовування здійснюють за формулою

$$\Theta = 1,1 \sqrt{\Theta_1^2 + \Theta_2^2 + \dots + \Theta_m^2}.$$

У цих формулах Θ – сумарна невиключена похибка; $\Theta_1, \Theta_2, \Theta_m$ – невиключені систематичні похибки вимірювань W_1, W_2, W_m .

Якщо $\Theta/S(\bar{X}_n) < 0,8$, то невиключені систематичні похибки можна не враховувати, тобто в цьому випадку сумарна похибка результату вимірювання визначається випадковою похибкою.

Якщо $\Theta/S(\bar{X}_n) > 8$, то сумарна похибка результату вимірювання повністю визначається невиключеними систематичними похибками й випадкові похибки можна не враховувати.

Якщо $\Theta/S(\bar{X}_n)$ лежить у діапазоні від 0,8 до 8, то при визначенні сумарної похибки результату вимірювання необхідно враховувати як невиключені систематичні, так і випадкові похибки. Для цього роблять такі обчислення:

обчислюють сумарне середнє квадратичне відхилення результату вимірювання

$$S_s = \sqrt{\frac{\Theta_1^2}{3} + \frac{\Theta_2^2}{3} + \dots + \frac{\Theta_m^2}{3} + S^2(\bar{X}_n)},$$

де $\Theta_1, \Theta_2, \Theta_m$ – систематичні похибки різних видів; $S(\bar{X}_n)$ – середнє квадратичне відхилення результату вимірювання;

обчислюють коефіцієнт K :

$$K = \frac{\varepsilon + \Theta}{\sqrt{\Theta_1^2/3 + \Theta_2^2/3 + \dots + \Theta_m^2/3 + (X_n)}},$$

де ε – випадкова похибка результату вимірювань;

обчислюють сумарну похибку результату вимірювання D :

$$D = K \cdot S_s$$

Результат вимірювань записують у вигляді $a = \bar{X} + D$ ($P = A$). Запис означає, що дійсне значення вимірюваної величини з імовірністю P не менше за числове значення A лежить у межах від $\bar{X} + D$ до $\bar{X} - D$.

6.7. Вимірювання радіоактивних газів

Газоаерозольні викиди в атмосферу нормально працюючої АЕС поділяють на технологічні викиди й викиди, пов'язані з вентиляцією приміщень АЕС. Перші – це газові здувки з деаераторів першого контуру, ежекторні гази турбін, газова продувка активної зони й металоконструкцій реактора, здувки з систем спецгазоочистки (наприклад, після вугільного адсорбера) і з деякого технологічного устаткування, наприклад з баків із забрудненим теплоносієм першого контуру, басейнів витримки відпрацьованого палива, здувки системи спецводоочистки. Другі обумовлені незначним надходженням цих газів і аерозолів з необслуговуваних технологічних приміщень у напівобслуговувані й обслуговувані приміщення АЕС, а також виділенням газів і аерозолів у повітря при пробовідборі теплоносія (для регулярного аналізу його питомої активності й радіонуклідного складу).

Основними нуклідами, які визначають активність газів і аерозолів, що підлягають видаленню з АЕС, є інертні радіоактивні гази – ІРГ (^{41}Ar , $^{85-87}\text{Kr}$, $^{133-135}\text{Xe}$), радіонукліди йоду (головним чином ^{131}I), продукти корозії й поділу урану ($^{58,60}\text{Co}$, ^{54}Mn , ^{59}Fe , ^{137}Cs).

Форми існування ^{131}I й інших ізотопів йоду різні й часто змінюються на шляху руху до вентиляційної труби АЕС. Викид ^{131}I в атмосферу відбувається в основному в леткій (паровій) формі у вигляді молекулярного йоду I_2 і органічних сполук (головним чином метилйодиду CH_3I). В аерозольній формі йод видаляється в кількості, що не перевищує 10 % його загального викиду.

Деякі фізичні параметри й допустимі концентрації (ДКА) радіоактивних газів наведено в табл. 6.7.

Таблиця 6.7. Фізичні параметри деяких радіоактивних газів

Радіоактивний газ	ДК _A , Бк/м ³	Енергія, МеВ		T _{1/2}
		β-частинки (α-частинки)	γ-випромінювання	
⁴¹ Ar	7,4 · 10 ³	1,18	1,37	1,8 год
¹³³ Xe	3,7 · 10 ⁴	0,34	0,085	5,3 доби
¹³¹ I	31,1	0,595	0,364 (80 %)	8,06 доби
⁸⁵ Kr	3,7 · 10 ⁴	0,74	—	10,6 років
³ H	11,8 · 10 ³	0,018	—	12,26 років
¹⁴ C	13,0 · 10 ³	0,156	—	5760 років
²²² Rn	12,3	α 5,486	—	3,82 доби
²²⁰ Rn	3,7 · 10 ²	α 6,282	—	54,5 с

Для ІРГ відносно великі ДК_A 10⁻⁹–10⁻⁸ Кі/л (3,7 · 10⁴–3,7 · 10⁵ Бк/м³) обумовлені тим, що ці β-, γ-випромінювачі не концентруються в організмі людини. Отже, порівнюючи об'єм газу в легенях і в оточуючому людину просторі, легко дійти висновку, що ІРГ небезпечні як зовнішні β- і γ-випромінювачі.

Властивостями рівномірного розподілу по тілу людини (без концентрування в певних органах) відрізняються також радіоактивні ізотопи водню ³H і вуглецю ¹⁴C, які можуть зустрічатися у формі парів води й вуглекислого газу відповідно.

На відміну від ізоотопів інертних газів осколкового походження ³H і ¹⁴C є випромінювачами тільки низькоенергетичних β-частинок; їхній перехід у стабільний стан не супроводжується випускненням γ-квантів. Отже, ці ізотопи в газоподібній формі опромінюють тільки тканини, що примикають безпосередньо до органів дихання або до місць фіксування радіоактивних атомів, оскільки пробіг низькоенергетичних β-частинок у тканинах незначний (частки міліметра). Значення ДК_A цих радіонуклідів порівнянні з ДК_A для ІРГ тільки завдяки великим періодам напіврозпаду й, отже, більшому часові опромінення прилягаючих тканин.

З перерахованих вище радіонуклідів за ДК_A – 4,2 · 10⁻¹² Кі/л (1,55 · 10² Бк/м³) різко виділяється ¹³¹I. Як уже відзначалось, це пов'язане з тим, що цей радіонуклід ефективно концентрується в малій за масою щитовидній залозі й виділяє майже всю енергію розпаду в цьому життєво важливому органі.

Вимірювання концентрації ІРГ засноване на ліченні окремих β-частинок або γ-квантів і на вимірюванні іонізаційного струму, створюваного цими частинками (квантами).

Для практичного використання при відборі проб і радіометрії β-активних газів зручні переносні циліндричні камери з торцевим лічильником і складними стінками з тонкого поліетилену. Розміри камери (радіус 15 см і висота 30 см) було обрано оптимальними, тому що при подальшому збільшенні розмірів чутливість зростає дуже слабо. Маса камери не перевищує 1 кг. Досліджуване повітря засмоктується в камеру через отвір у дні, закритий аерозольним фільтром, при її розкладанні (діє подібно до міхів).

Концентрація *K* газу в такій камері з торцевим лічильником визначається за формулою

$$K = \frac{\varepsilon \cdot n_{\beta}}{\eta \cdot S \cdot V},$$

де ε – коефіцієнт, який залежить від обраних одиниць вимірювання; n_β – швидкість лічення β -частинок; η – коефіцієнт, який залежить від граничної енергії β -частинок, товщини вікна торцевого лічильника й розмірів камери з газом; S – робоча площа вхідного вікна лічильника; V – об'єм камери.

Мінімальна концентрація, що реєструється цією камерою, залежить від граничної енергії β -частинок газоподібного радіонукліда і знаходиться в межах $[(0,8-1) \cdot 10^{-9} \text{ Кі/л} - (3-3,7) \cdot 10^4 \text{ Бк/м}^3]$ для ^{41}Ar , $^{85\text{m}}\text{Kr}$, ^{88}Kr , ^{135}Xe .

Для ^{133}Xe , що має більш низьку граничну енергію частинок ($E_\beta = 0,346 \text{ MeV}$), мінімальна реєстрована концентрація становить $3 \cdot 10^{-9} \text{ Кі/л}$ ($10,7 \cdot 10^4 \text{ Бк/м}^3$). Ця камера не придатна для вимірювання концентрації таких газів, як ^{14}C , ^3H , що мають ще нижчу граничну енергію β -частинок (менше $0,3 \text{ MeV}$).

Для контролю таких газів застосовують проточні іонізаційні камери або рідкі сцинтилятори, в які вводять відібрані з повітря різними способами проби, що містять $^{14}\text{CO}_2$ або ^3HNO . Для вимірювання концентрації ІРГ використовують метод уловлювання на активованому вугіллі з наступною γ -спектрометрією нуклідів і встановленням радіонуклідного складу суміші ІРГ. Накопичення криптонію й ксенону в активованому вугіллі дає можливість контролювати ІРГ при досить низькій концентрації в повітрі (близько $1 \cdot 10^{-12} \text{ Кі/л}$ (37 Бк/м^3)).

Виятково низька припустима концентрація ^{131}I викликає великі ускладнення при його вимірюванні з необхідною чутливістю й швидкістю. Один з методів, який відрізняється високою чутливістю, але й істотними затратами часу, полягає в прокачуванні контрольованого повітря послідовно через два шари тонковолокнистої протиаерозольної фільтрувальної тканини типу ФП

(фільтр Петрянова). Перший шар уловлює всі радіоактивні аерозолі (у тому числі й ту частину йоду, що присутня в повітрі у формі аерозолів), а другий, просочений поташем або їдким калієм, уловлює пароподібний йод. Виділивши з першого фільтра йод радіохімічним шляхом, вимірюють цю пробу й другий фільтр на радіометричній установці й знаходять, таким чином, питому активність йоду в прокачаному повітрі. Чутливість методу порядку 10^{-12} Кі ($4 \cdot 10^{-2} \text{ Бк}$) при фільтрації 1 м^3 контрольованого повітря, що може бути досягнуте за 20 хв при швидкості прокачування 50 л/хв .

В іншому випадку вимірюється активність проби з фільтруючої тканини з осадженими на ній радіоактивними аерозолями й парами йоду до і після підігріву. Завдяки високій леткості йоду підігрів фільтра до температури 400°C упродовж 10 хв приводить до повного його віднесення, завдяки чому активність йоду може бути знайдена різницеvim методом. Аналогічно до першого методу цей метод також потребує лабораторної обробки проб і не знайшов широкого застосування на ядерно-енергетичних установках.

Третій з методів, що заслуговують згадування, полягає у вимірюванні γ -випромінювання щитовидної залози людини, яка знаходилася в зоні, забрудненій парами й аерозолями йоду. Перебуваючи на невеликій глибині від поверхні тіла, щитовидна залоза, що концентрує в собі ^{131}I , не повністю поглинає його випромінювання. Реєструючи випромінювання за допомогою сцинтиляційного лічильника з кристалом йодистого натрію у свинцевому коліматорі, можна визначити інтенсивність γ -квантів з енергіями $0,36$ і $0,64 \text{ MeV}$ і на цій основі знайти активність ^{131}I у щитовидній залозі. Прилад такого типу дозволяє виявляти у людей $3,5 \text{ нКі}$ (130 Бк) цього випромінювача.

6.8. Вимірювання радіоактивних аерозолів

Радіоактивними аерозолями називаються будь-які зважені частинки, що перебувають у повітрі й мають природну (продукти розпаду урану, торію і радію) або штучну (продукти поділу урану, активаційні радіонукліди тощо) радіоактивність.

Залежно від агрегатного стану розрізняють аерозолі з твердою дисперсною фазою (пил різних радіоактивних речовин, дим) і аерозолі з рідкою дисперсною фазою (пара, туман або аерозолі конденсації).

Природними носіями радіоактивності атмосферного повітря є еманції (радон, торон, актион) та їхні дочірні продукти (радіонукліди полонію, вісмуту, свинцю й талію), що можуть осідати на зважених у повітрі частинках, тоді як тверді продукти розпаду еманцій у результаті об'ємної конденсації самі можуть утворювати аерозолі різної дисперсності.

Радіоактивні аерозолі утворюються в процесах виробництва й обробки радіоактивних матеріалів (дроблення, механічна обробка, випарювання, кип'ятіння тощо), під час вибухів атомних і водневих бомб, під час взаємодії космічного випромінювання з атмосферним пилом. Найважливішими джерелами радіоактивних аерозолів є ядерний реактор і ядерне паливо АЕС. При порушенні цілісності захисної оболонки ТВЕЛ продукти поділу можуть потрапити в теплоносії першого контуру. У цьому випадку з'явиться реальна небезпека забруднення повітря нелеткими речовинами (стронцій, барій, лантан, цирконій, рутеній, церій тощо). У результаті активації продуктів корозії устаткування першого контуру АЕС у теплоносії можуть знаходитися радіонукліди ^{51}Cr , ^{54}Mn , ^{58}Co , ^{59}Fe , ^{60}Co , ^{65}Zn , ^{98}Zr тощо. Крім них, у воді утворюються

короткоіснуючі радіонукліди ^{16}N , ^{18}F , ^{24}Na , ^{42}K тощо, які не представляють небезпеки при виході в навколишнє середовище, і довгоіснуючий тритій у невеликій кількості внаслідок активації дейтерію та ядерної реакції, що відбуваються на борі (борвмісні матеріали застосовуються для регулювання потужності реактора).

Розмір аерозольних частинок може знаходитися в різних межах – від часток до декількох десятків мікрометрів. Розподіл цих частинок за розмірами, масою і активністю підкоряється нормальному логарифмічному закону. У цьому випадку дисперсність аерозольних частинок можна характеризувати медіанним діаметром d .

Властивості аерозольних частинок залежать від їхнього розміру. За дисперсністю аерозолі можна розділити на три групи:

крупнодисперсні (нестійкі) частинки ($d = 10$ мкм і більше) швидко осідають, тому перебувають у повітрі недовго;

середньодисперсні (відносно стійкі) частинки ($d = 1\text{--}10$ мкм) повільно осідають у рухомому повітрі, тому перебувають у зваженому стані різний час залежно від розміру частинок і їхньої концентрації;

дрібнодисперсні (стійкі) частинки ($d < 1$ мкм) рухаються подібно до молекул повітря, тобто підкоряються законам броунівського руху.

При зіткненнях між собою дрібнодисперсні аерозольні частинки укрупнюються (коагулюють) й осідають так само, як і середньодисперсні. Коагуляція дрібнодисперсних аерозолів відбувається тим швидше, чим менший розмір частинок і чим більша їх концентрація.

Деякі фізичні параметри й ДК_A радіонуклідів, що входять до складу аерозолів, наведено в табл. 6.8.

Таблиця 6.8. Фізичні параметри деяких радіонуклідів, що входять до складу аерозолів

Радіонуклід	ДКА, Бк/м ³	Енергія, МеВ		T _{1/2}
		β-частинки (α-частинки)	γ-випромінювання	
⁸⁹ Sr	10,4 · 10 ²	1,46	—	50,5 діб
⁹⁰ Sr	4,4 · 10 ¹	0,535	—	28 років
⁹⁰ Y	3,7 · 10 ³	2,26	—	64,8 годин
⁹¹ Y	11,8 · 10 ²	1,55	—	57,5 діб
¹³⁷ Cs	5,2 · 10 ²	0,55	0,66	30 років
¹⁴⁰ Ba	16,3 · 10 ²	1,05	0,529	13 діб
²¹⁰ Po	34,4 · 10 ⁻¹	α 5,3	0,773	138,5 діб
²²⁶ Ra	9,3 · 10 ⁻¹	α 4,79	0,19	1622 роки
²³⁹ Pu	33,3 · 10 ⁻³	α 5,15	0,42	2,44 · 10 ⁴ років

Як видно з порівняння табл. 6.7 і 6.8, значення ДКА для радіоактивних аерозолів, як правило, на 2–7 порядків більш жорсткі в порівнянні з ДКА для радіоактивних газів.

Найнебезпечнішим із них є довгоіснуючий ізотоп стронцію ⁹⁰Sr (T_{1/2} = 28,6 роки), який, розпадаючись, утворить відносно короткоіснуючу дочірню речовину ⁹⁰Y (T_{1/2} = 64 год), яка є випромінювачем β-частинок високих енергій. Відкладаючись у кістках, ⁹⁰Sr і ⁹⁰Y опромінюють високочутливий до випромінювання кістковий мозок (один з головних органів кровотворення), і тому на їхню допустиму концентрацію накладають особливо жорсткі обмеження – ДКА ⁹⁰Sr встановлена рівною 0,044 Бк/л.

На прикладі ⁹⁰Sr видно складності вимірювання настільки малих об'ємних активностей аерозолів, що складають приблизно 10⁻¹³–10⁻¹² Кі/л (3,7–37) Бк/м³). Оскільки жоден детектор іонізуючих випромінювань не зможе зареєструвати всі без винятку акти розпаду, дійсна швидкість лічення вимірюваного ефекту буде нижчою від зазначеної. Отже, при вимірюванні об'ємної активності аерозолів на рівні ДКА і її часток необхідно концентрувати радіонукліди з великого об'єму повітря. Концентрування аерозолів

здійснюється або на малій поверхні мембранних фільтрів, або на мішені електрофільтра, або в малому об'ємі рідинних фільтрів.

Ще більш складне вимірювання α-активних аерозолів: для одержання ефекту, як мінімум рівного фонові α-радіометричних установок (приблизно 1 відлік/хв при ефективності близько 25 %), необхідно прокачувати 10–100 м³ контрольованого повітря й концентрувати з них активність. На жаль, при цьому на фільтруючому матеріалі осідає дуже велика фонові активність природних радіонуклідів радону й торону і продуктів їхнього розпаду. Їхня звичайна концентрація в атмосферному повітрі й повітрі робочих приміщень становить 10⁻¹³–10⁻¹⁴ Кі/л [3,7 · (10⁻³–10⁻⁴) Бк/л], що значно перевищує вимірюваний ефект.

Широке розповсюдження для контролю аерозолів й очищення від них повітря одержали *тонковолокнисті фільтри* ФП. Тканини ФПП з перхлорвінілу мають середній діаметр волокон 1,5 і 2,5 мкм, мають стійкість до кислот і лугів, не змочуються водою й можуть використовуватися при температурі до 333 К. Тканини ФПА з волокон ацетилцелюлози діаметром 1,5 мкм стійкі до органічних розчинників (типу хлорова-

них вуглеводнів) і можуть бути використані при температурі до 423 К і вологості не більше 80 %. Механізм фільтрації аерозольних частинок на тканинах ФП полягає в наступному:

для частинок великих розмірів – інерційне осадження при великій швидкості фільтрації;

осадження частинки внаслідок торкання волокна при його огинанні;

осадження внаслідок дифузії й осідання дрібнодисперсних аерозолів;

електростатичне притягання аерозольних частинок, що має велике значення для фільтрів ФП, тому що вони мають високий електростатичний заряд;

осадження в поверхневому шарі матеріалу тих частинок, розмір яких більший за відстань між волокнами фільтра.

У результаті перерахованих процесів на фільтрах ФП досягається практично однакове вловлювання аерозольних частинок будь-яких розмірів аж до вільних атомів з ефективністю майже 100 %, тобто ймовірність приєднання частинок до волокон у фільтра ФП близька до одиниці. У той же час радіоактивні інертні гази, не осаджуючись, проходять через матеріал ФП, тобто ймовірність приєднання атомів ІРГ до волокон близька до нуля. Це дозволяє використовувати фільтри ФП в якості передосаджувачів аерозолів на вході в іонізаційні камери й інші детектори, використовувані для контролю ІРГ.

Дослідження показали, що максимальне проскакування крізь матеріал ФП мають частинки діаметром 0,1–0,2 мкм. Тому проскакування фільтрів ФП різних марок визначають і наводять у технічних характеристиках стосовно до аерозолів, які мають саме ці розміри при стандартній швидкості

прокачування повітря 1 см/с. Значення максимального проскакування за цих умов у фільтрах ФП, використовуваних для визначення концентрації α -, β -активних аерозолів і їхньої дисперсності, знаходяться в межах 0,1–1,0 %.

Динамічний опір фільтрів становить від 15 до 40 Па при швидкості 1 см/с і лінійно зростає зі збільшенням швидкості повітря. Фільтри різних марок мають різну товщину фільтруючого шару. Характеристики аналітичних круглих фільтрів типу АФА для відбору проб аерозолів наведено в табл. 6.9.

Аналітичні круглі фільтри для зручності роботи з ними закладаються в паперову обойму, що запобігає перенесенню активності з фільтра на обладнання й руки дозиметриста й зворотне забруднення фільтрів.

Для аналізу аерозолів у повітрі застосовується також *інерційне осадження*. Інерційний осаджувач (*імпактор*) дозволяє здійснити сепарацію частинок на кілька груп за розмірами (за числом каскадів) від 0,2 до 20 мкм. Напрямок швидкості повітряного потоку в щілині одного з каскадів, утвореній соплом і мішенню в імпакторі, різко змінюється, аерозольні ж частинки продовжують рухатися в початковому напрямку, зустрічають на своєму шляху мішень і осаджуються на ній. Імпактори мають високу ефективність осадження крупнодисперсних аерозолів і низьку ефективність дрібнодисперсних.

Перевагами інерційних осаджувачів є простота конструкції, висока продуктивність, можливості розділення аерозолів за дисперсністю; недоліками є низька ефективність по осадженню дрібнодисперсних аерозолів, залежність ефективності від температури й вологості навколишнього середовища.

Таблиця 6.9. Характеристики деяких аналітичних фільтрів АФА

Марка фільтра	Матеріал	Робоча поверхня, см ²	Опір*, Па	Максимальне навантаження, л/хв	Призначення
АФА-РМА-20	ФПА-15-2,0	20	40–60	100	Радіометричне визначення концентрації радіоактивних аерозолів при підвищеній температурі (423 К)
АФА-РМП-3	ФПП-15-1,7	3	40–60	60	Те саме при температурі 333 К; стійкий до хімічно агресивних середовищ
АФА-РСП-40	ФПП-15-1,7	40	40–60	800	Радіоспектрометричне визначення радіоактивних аерозолів
АФА-ХА-20	ФПА-15-2,0	20	20	140	Радіохімічний аналіз радіоактивних аерозолів методом «мокрого» спалювання сумішшю концентрованих сірчаної і азотної або оцтової кислот
АФА-РГП-3	ФПП-15	3	40–60	9	Радіографічний аналіз
АФА-ВП-20	ФПП-15-1,7	18	15	140	Визначення масової концентрації аерозолів
АФАСИ	ФП з добавкою здрібненого вугілля і AgNO ₃	3	30–75	–	Визначення аерозолів і парів молекулярного радію

* Опір указано для стандартної лінійної швидкості фільтрації 1 см/с. Ефективність усіх фільтрів при цій швидкості – 99,9 %.

Вимірявши об'єм повітря V (м³), пропущеного через той чи інший фільтр, і визначивши за допомогою радіометричного методу абсолютну активність фільтра A (Бк), установлюють концентрацію (об'ємну активність) аерозолів у повітрі A_v (Бк/м³) за формулою

$$A_v = \frac{A}{V}.$$

Установка, призначена для визначення концентрації радіоактивних аерозолів, складається з таких основних вузлів: фільтра, пристрою для прокачування повітря, приладу для вимірювання швидкості або об'єму прокачаного повітря, детектора й

лічильної установки для визначення активності аерозолів, що накопичилися на фільтрі.

Об'ємну активність A_v радіоактивних аерозолів у повітрі за активністю, осадженою на фільтрі, можна розрахувати за формулою

$$A_v = \frac{N \cdot A_{\text{ет}}}{N_{\text{ет}} \cdot \eta \cdot \omega \cdot V}, \quad (6.2)$$

де N , $N_{\text{ет}}$ – число імпульсів за секунду за винятком фону при вимірюванні активності фільтра й при вимірюванні еталонного джерела відомої активності відповідно; $A_{\text{ет}}$ – активність еталонного джерела, Бк; η – ефективність фільтра; ω – поправка на са-

мопоглинання випромінювання, що детектується в об'ємі фільтра; V – об'єм прокачаного повітря, м^3 .

Формула (6.2) справедлива для розрахунку концентрації довгоіснуючих аерозолів, у яких період напіврозпаду $T_{1/2} > t$ (t – час прокачування повітря через фільтр). Тоді не потрібно внесення поправки у швидкість лічення N на радіоактивний розпад аерозолів, накопичених на фільтрі за час t .

Розглянемо деякі основні методи вимірювання концентрації аерозолів довгоіснуючих α -активних радіонуклідів у присутності природного фону радону (Rn) і торію (Th).

Один з методів – метод витримки – заснований на розходженні періоду напіврозпаду досліджуваної (довгоіснуючої радіонукліди) і фонові (радон і торій) активності. При наявності в повітрі довгоіснуючих радіонуклідів і радону (ефективний період напіврозпаду продуктів розпаду радону становить близько 40 хв) досить виждати кілька годин, щоб знизити швидкість лічення α -частинок від продуктів розпаду радону (RaC , RaA), осаджених на фільтр. При наявності на фільтрі продуктів розпаду торію (ThC , ThA , ThC') (ефективний період напіврозпаду близько 10,6 год) активність фільтра варто вимірювати не раніше ніж через добу. Отже, за допомогою цього методу неможливо вчасно виявити в повітрі підвищення концентрації радіоактивних аерозолів довгоіснуючих радіонуклідів.

Інший метод заснований на розходженні в енергії α -частинок довгоіснуючих радіонуклідів, наприклад:

^{210}Po : $E_\alpha = 5,3 \text{ MeV}$, $T_{1/2} = 138,3 \text{ діб}$;

^{239}Pu : $E_\alpha = 5,15 \text{ MeV}$, $T_{1/2} = 2,44 \cdot 10^4 \text{ років}$;

^{226}Ra : $E_\alpha = 4,79 \text{ MeV}$, $T_{1/2} = 1622 \text{ роки}$;

^{238}U : $E_\alpha = 4,2 \text{ MeV}$, $T_{1/2} = 4,5 \cdot 10^9 \text{ років}$,

і короткоіснуючих продуктів розпаду

Rn (RaC' : $E_\alpha = 7,68 \text{ MeV}$, $T_{1/2} = 40 \text{ хв}$;

RaA : $E_\alpha = 6 \text{ MeV}$, $T_{1/2} = 3 \text{ хв}$)

і Th (ThC' : $E_\alpha = 8,78 \text{ MeV}$, $T_{1/2} = 10 \text{ год}$;

ThA : $E_\alpha = 6,77 \text{ MeV}$, $T_{1/2} = 0,16 \text{ с}$;

ThC : $E_\alpha = 6,08 \text{ MeV}$, $T_{1/2} = 10 \text{ год}$).

Отже, концентрацію довгоіснуючих радіоактивних речовин на фільтрі можна визначити, якщо проаналізувати енергію α -частинок за допомогою спектрометра. Для вимірювання спектрів застосовуються спектрометри зі сцинтиляційними або напівпровідниковими детекторами, а також з імпульсними іонізаційними камерами.

Крім визначення сумарної активності аерозолів, іноді виникає необхідність установити й радіонуклідний склад відібраних проб. Для цього можна використовувати радіохімічний і спектрометричний метод визначення. Радіохімічний метод визначення складу аерозолів дає високу точність визначення енергії, але трудомісткий, вимагає використання великої кількості різних хімічних речовин і значних активностей відібраних проб. Спектрометричні методи простіші й мають більш високу точність, ніж радіохімічні.

6.9. Визначення активності рідких і твердих відходів

Основними відходами радіоактивних рідин на АЕС є відходи від очищення води першого контуру теплоносія; витоку води первинного теплоносія; відпрацьовані води, що застосовувалися як охолоджувач системи регулювання, аварійного захисту й інших вузлів; води, використовувані при дезактивації й при пранні в спеціальних пральнях.

Рідкі РАВ за питомою активністю розділяють на такі категорії:

слабоактивні – нижче $3,7 \cdot 10^8 \text{ Бк/м}^3$ ($1 \cdot 10^{-5} \text{ Ки/л}$);

середньоактивні – від $3,7 \cdot 10^8$ до $3,7 \cdot 10^{13} \text{ Бк/м}^3$ ($1 \cdot 10^{-5}$ – 1 Ки/л);

високоактивні — вище $3,7 \cdot 10^{13}$ Бк/м³ (1 Кі/л).

Активність і нуклідний склад досліджуваних відходів визначають методом пробовідбору. При відборі проб необхідно забезпечувати їхню показність, тобто необхідно, щоб пробовідбірні лінії й сам процес пробовідбору не спотворювали складу й форми існування нукліда у відходах.

Набір радіонуклідів у скидних водах досить обмежений. Допустимі концентрації більшості α -випромінювачів у воді близькі між собою. Тому контроль за цими радіонуклідами може містити в собі тільки визначення загальної α -активності. Контроль концентрації β -випромінюючих радіонуклідів здійснюють у двох напрямках:

визначають чисті β -випромінювачі;

визначають радіонукліди, що мають β -випромінювання.

Можливості β -спектрометрії досить обмежені без виділення окремих β -випромінювачів. Це обумовлено формою β -спектра, наявністю декількох парціальних β -спектрів у окремих радіонуклідів, близькістю граничних енергій β -спектрів поширених радіонуклідів. Тому аналіз апаратурного β -спектра досліджуваного препарату дозволяє зробити висновок тільки про радіохімічну чистоту виділеного радіонукліда або виділити в β -спектрі групи м'яких і жорстких β -випромінювачів. Усе це обумовлює необхідність радіохімічного виділення окремих чистих β -випромінювачів. У першу чергу це відноситься до поширеного і довгоіснуючого ^{90}Sr , допустима концентрація якого є однією з найнижчих.

Активність нуклідів, що виходять за межі АЕС із рідкими відходами, настільки мала, що визначити її у звичайно відібраній пробі досить важко або неможливо. У найкращому разі вдається визначити так звану сумарну β -активність, тобто повну активність

проби незалежно від її нуклідного складу. Для цього пробу води випарюють на підкладку й активність визначають за допомогою газорозрядного або сцинтиляційного β -лічильника. Нуклідний склад рідких РАВ і активність нуклідів визначають у середній пробі, що відбирається через іонообмінну колону або у великій за об'ємом пробі, в якій радіонукліди концентрують з осадженням і випарюванням.

Проби з радіонуклідами, що випускають при розпаді γ -випромінювання, піддають γ -спектрометричному аналізу, зазвичай на спектрометрах з напівпровідниковими детекторами. Застосовують або прості однокристалні спектрометри, або спектрометри з поліпшеною формою приладової лінії (із захистом антизбігами, каскадні, підсумовуючі тощо). Нукліди ідентифікують за піками повного поглинання, а питомі активності a_i (Бк/кг) розраховують за формулою

$$a_i = \frac{S \cdot G \cdot \exp(\lambda_i \cdot t)}{\varepsilon_i \cdot M},$$

де S — площа під піком повного поглинання γ -квантів i -го нукліда; G — геометричний коефіцієнт, що враховує умови вимірювання; λ_i — постійна розпаду радіонукліда; ε_i — ефективність реєстрації γ -квантів даної енергії; M — маса проби; t — час від моменту відбору проби до моменту вимірювання. Передбачається, що тривалість відбору проби й вимірювання γ -спектра значно менше $T_{1/2}$ i -го нукліда.

Для полегшення розшифровки γ -спектрограм і підвищення чутливості вимірювань доцільно виділяти деякі γ -випромінюючі радіонукліди: ^{141}Ce , ^{144}Ce , ^{134}Cs , ^{137}Cs , ^{131}I .

Активність рідких скидань визначають за допомогою приладу «Берест», однак його чутливість для цього при нормальній роботі АЕС мала, і його головне завдання — сигнала

лізація про підвищення активності скидання вище від заданої.

Джерелами твердих РАВ на АЕС є деталі технологічного устаткування реактора, обладнання та інструменти, що вийшли з ладу й мають наведену активність або забруднені довгоіснуючими радіоактивними речовинами. До твердих відходів належать забруднені радіоактивними речовинами спецодяг, спецвзуття, сміття, а також рідкі відходи, приведені у твердий стан.

Тверді відходи, що утворюються при роботі АЕС, вважають радіоактивними, якщо вони задовольняють одному з наступних критеріїв:

перший критерій – потужність еквівалентної дози γ -випромінювання на відстані 10 см від їхньої поверхні перевищує 1 мкЗв/год (100 мкбер/год);

другий критерій – питома активність для β -випромінювачів більша $7,4 \cdot 10^4$ Бк/кг ($2 \cdot 10^{-6}$ Кі/кг), а для α -випромінювачів перевищує $7,4 \cdot 10^3$ Бк/кг ($2 \cdot 10^{-7}$ Кі/кг). Для радіоактивних розчинних солей (хлориди, нітрати, борати тощо) гранична активність повинна бути зменшена в 10 разів;

третій критерій – поверхневе забруднення перевищує для β -випромінювачів 500 част./($\text{см}^2 \cdot \text{хв}$), а для α -випромінювачів – 5 част./($\text{см}^2 \cdot \text{хв}$).

Безпосереднє визначення радіоактивності твердих відходів пов'язане з цілою низкою труднощів: як правило, невідомі радіонуклідний склад відходів, розподіл радіоактивності по об'єму відходів, щільність відходів та інші необхідні параметри. Тому похибка зазначеного визначення досить велика і мова може йти лише про оцінку рівня радіоактивності відходів.

Під час контролю РАВ по γ -випромінюванню здійснюється вимірювання потужності еквівалентної дози на відстані

10 см від поверхні відходів для сортування їх за категоріями.

При неруйнуючому контролі упакованих РАВ застосовуються методи, в яких використовується реєстрація як власного γ -випромінювання радіонуклідів, що входять до складу відходів (емісійні методи), так і дослідження поглинання в упаковках з РАВ випромінювання від зовнішнього джерела γ -випромінювання (трансмісійні методи).

Застосування емісійних методів пов'язане з високою проникаючою здатністю γ -випромінювання та з тим, що методи реєстрації й спектрометрії γ -квантів відпрацьовані досить добре. Емісійні методи різноманітні: найпростіший метод для контролю повної активності відходів в упаковці шляхом реєстрації γ -випромінювання РАВ від усього об'єму упаковки одним або декількома детекторами; сегментне емісійне γ -сканування, коли детектор реєструє випромінювання від плоского шару (сегмента), на які умовно розбивається упаковка, при обертанні упаковки й осьовому переміщенні детектора від сегмента до сегмента; емісійна комп'ютерна томографія, що за принципом дії схожа на сегментне сканування, але детектор реєструє не повне випромінювання плоского сегмента, а вузьку його частину.

Як приклад наведемо методику по визначенню об'ємної активності твердих РАВ за вимірюваннями потужності експозиційної дози, застосовувану на Чорнобильській АЕС.

У загальному випадку потужність дози γ -випромінювання від об'ємного джерела залежить від його лінійних розмірів, матеріалу джерела, питомої активності й ізотопного складу радіонуклідів; тобто завдання визначення питомої активності джерела за зовнішнім полем γ -випромінювання досить складне й залежить від багатьох невідомих параметрів. Практично завдання можна спростити й число невідомих параметрів

значно зменшити. Так, для досить протяжного джерела при заданих розмірах і відомому радіонуклідному складі забруднень, потужність дози γ -випромінювання P_γ однозначно пов'язана з γ -еквівалентом джерела M (г-екв. радію/кг).

Для кількісної оцінки зв'язку використовується γ -метод розрахунку, відповідно до якого на поверхні досить протяжного середовища, екранованого захистом товщиною D , потужність експозиційної дози γ -випромінювання визначається за виразом

$$P_\gamma = \frac{2\pi \cdot \Gamma_\gamma \cdot M}{g} \cdot F(m \cdot D), \quad (6.3)$$

де Γ_γ – іонізаційна γ -постійна; M – питомий γ -еквівалент; g – масовий коефіцієнт поглинання; m – лінійний коефіцієнт ослаблення; F – інтегрально-показова функція.

Питома активність джерела A (Ки/кг) визначається за формулою

$$A = \frac{M}{\sum_{i=1}^n \frac{f_i \cdot 5 \cdot 10^{-8}}{A_{\text{екв}}^i}}, \quad (6.4)$$

де M – розраховане за формулою (6.3) значення питомого γ -еквівалента; $A_{\text{екв}}^i$ – еквівалентна питома активність i -го нукліда; f_i – внесок β - γ -випромінювачів у сумарну активність; $i = 1 \dots n$ – число радіонуклідів (випромінювачів).

Чисельні значення питомої активності нуклідів ($A_{\text{екв}}^i$), еквівалентні величині $5 \cdot 10^{-8}$, рівні еквіваленту радію на кілограм по потужності дози γ -випромінювання від протяжного джерела, наведено в табл. 6.10.

Таблиця 6.10. Чисельні значення питомої активності нуклідів

Нуклід	Питома активність ($A_{\text{екв}}$)	
	Ки/кг	Бк/кг
^{60}Co	$3,4 \cdot 10^{-8}$	$1,3 \cdot 10^3$
$^{106}\text{Ru} + ^{106}\text{Rh}$	$4,5 \cdot 10^{-7}$	$1,7 \cdot 10^4$
^{134}Cs	$5,8 \cdot 10^{-8}$	$2,1 \cdot 10^3$
$^{137}\text{Cs} + ^{137}\text{Ba}$	$1,6 \cdot 10^{-7}$	$5,8 \cdot 10^3$
$^{144}\text{Ce} + ^{144}\text{Pr}$	$2,8 \cdot 10^{-6}$	$1,1 \cdot 10^5$
^{54}Mn	$1,1 \cdot 10^{-7}$	$3,9 \cdot 10^3$
^{226}Ra	$5,0 \cdot 10^{-8}$	$1,9 \cdot 10^3$

Проведені теоретичні й практичні дослідження показують, що застосування даної методики можливе за виконання таких умов:

лінійні розміри джерела повинні бути не меншими ніж $80 \times 80 \times 80$ см;

щільність матеріалу джерела повинна бути не меншою за $0,5$ г/см³;

енергетичний спектр γ -випромінювання знаходиться в межах $0,15$ – $1,5$ МеВ.

Контейнери для збору твердих РАВ низької й середньої активності мають прямокутну форму, товщиною стінки 5 – 6 мм,

розміри контейнера не менше $100 \times 100 \times 100$ см, об'єм розраховується залежно від розмірів.

Контейнери для збору твердих РАВ високої активності стандартні циліндричної форми. Найпоширеніший тип – К-50, висота – 1200 мм, діаметр – 1100 мм, товщина стінки – 50 мм, об'єм – $0,7$ м³.

Оскільки основною вимірюваною величиною в даній методиці є потужність експозиційної дози γ -випромінювання, той її вимірювання необхідно здійснювати дозиметричним приладом, який задовольняє такі вимоги:

діапазон вимірюваних енергій – 0,15–1,5 MeB;

діапазон вимірюваних величин – 0,1–1000 мР/год;

показання дозиметрів у даних діапазонах не повинні залежати від енергії γ -випромінювання.

З урахуванням цих вимог найбільш доцільне використання серійних дозиметричних приладів ДП-5У і МКС-01Р з датчиками БДКГ-01Р, БДКБ-01Р.

При обробці результатів вимірювання необхідно враховувати:

похибка використовуваного при розрахунках γ -методу – 20 %;

похибка дозиметричних приладів – 20 %;

похибка, обумовлену залежністю показань детекторів від енергії γ -випромінювання – 25 %;

похибка вимірювань, що виникає внаслідок нерівномірності розподілу радіоактивних речовин по об'єму контейнера – 40 % (дана похибка визначалася модельними експериментами).

З урахуванням вищевказаного сумарна похибка результату вимірювань становить 60 % і відповідає величині довірчої ймовірності 0,95.

Чутливість методики визначається фоном γ -випромінювання в місці вимірювання й похибкою дозиметричного приладу. Так, при потужності експозиційної дози γ -випромінювання в місці вимірювання 0,1–0,5 мР/год (реальна радіаційна обстановка на Чорнобильській АЕС) чутливість становить $2,5 \cdot 10^{-7}$ Кі/кг для контейнерів з товщиною стінки 5 мм і $9,5 \cdot 10^{-7}$ Кі/кг для контейнерів з товщиною стінки 50 мм.

Визначення об'ємної активності твердих РАВ здійснюється за результатами вимірювань потужності експозиційної дози від контейнера з відходами.

Блок детектування приладу поміщають упритул до середини бічної стінки контейнера (поздовжня вісь блока детектування спрямована до центра контейнера) і проводять вимірювання P_γ . Аналогічно здійснюються вимірювання на інших бічних стінках контейнера. Для контейнерів циліндричної форми здійснюється чотири вимірювання P_γ на половині висоти контейнера по периметру через 90°.

Визначається середнє арифметичне показань $P_{\gamma \text{сер}}$. Значення фону $P_{\gamma \text{ф}}$ визначається як середнє арифметичне вимірювань P_γ від порожнього контейнера. $P_{\gamma \text{ф}}$ визначається при постановці кожного контейнера під завантаження й заноситься до журналу вимірювань.

Визначається вміст радіоактивних речовин у контейнері M (г-екв. радіо/кг) за формулами:

$$M = 1,2 \cdot 10^{-6} \cdot (P_{\gamma \text{сер}} - P_{\gamma \text{ф}})$$

для контейнерів із товщиною стінки 5 мм,

$$M = 4,5 \cdot 10^{-6} \cdot (P_{\gamma \text{сер}} - P_{\gamma \text{ф}})$$

для контейнерів із товщиною стінки 50 мм.

За формулою (6.4) вираховується питома активність твердих РАВ у контейнері $A_{\text{пит}}$. При визначенні $A_{\text{пит}}$ для твердих РАВ, що утворилися при проведенні ремонтних робіт на основному технологічному устаткуванні, використовується експлуатаційний нуклідний склад забруднення (^{60}Co – 90–95 %; ^{137}Cs , ^{54}Mn – 5–10 %), а для твердих РАВ, що утворилися під час проведення робіт на допоміжному обладнанні або від будівельного сміття, використаної тари тощо, приймається аварійний нуклідний склад забруднення (^{137}Cs – 85–90 %; ^{134}Cs – 8–10 %; ^{144}Ce – 2–5 %). Дані щодо нуклідного складу твердих РАВ щоквартально перевіряються за найбільш представницькими зразками.

При виникненні сумнівів щодо нуклідного складу зразки твердих РАВ передають на спектрометричний аналіз.

Сумарна активність твердих РАВ у контейнері $A_{\text{сум}}$ (Ки) розраховується за формулою

$$A_{\text{сум}} = A_{\text{пит}} \cdot (1 + f_{\text{Sr-90}}) \cdot m,$$

де m – маса відходів у контейнері; $f_{\text{Sr-90}}$ – частка ^{90}Sr у загальній активності відходів.

Для експлуатаційного нуклідного складу забруднення $f_{\text{Sr-90}} = 0$, для аварійного складу забруднення $f_{\text{Sr-90}} = 0,22$.

У випадках, коли з достатньою впевненістю можна стверджувати про завантаження в контейнер твердих РАВ аварійного або експлуатаційного забруднення, активність твердих РАВ розраховується за спрощеною схемою.

Для контейнерів з товщиною стінки 5 мм при аварійному складі забруднення твердих РАВ

$$A_{\text{сум}} = 3,4 \cdot 10^{-6} \cdot V \cdot k \cdot \rho (P_{\gamma \text{сер}} - P_{\gamma \text{ф}}),$$

при експлуатаційному складі забруднення твердих РАВ

$$A_{\text{сум}} = 0,82 \cdot 10^{-6} \cdot V \cdot k \cdot \rho (P_{\gamma \text{сер}} - P_{\gamma \text{ф}}),$$

де V – об'єм контейнера, м^3 ; k – коефіцієнт заповнення контейнера; ρ – середня щільність твердих РАВ, $\text{кг}/\text{м}^3$.

При заповненні контейнера неметалевими відходами $\rho = 500\text{--}600 \text{ кг}/\text{м}^3$. При заповненні контейнера металевими відходами $\rho = 1000\text{--}1500 \text{ кг}/\text{м}^3$ (залежно від розміру складових частин: обрізки труб, стружка). У випадку заповнення контейнера будівельним сміттям (бетон, цегла тощо) $\rho = 2000 \text{ кг}/\text{м}^3$.

Для контейнерів із товщиною стінки 50 мм, заповнених металевими відходами з експлуатаційним забрудненням,

$$A_{\text{сум}} = 3,3 \cdot 10^{-6} \cdot V \cdot k \cdot \rho (P_{\gamma \text{сер}} - P_{\gamma \text{ф}}).$$

У випадку, якщо $P_{\gamma \text{сер}} \approx P_{\gamma \text{ф}}$, сумарна активність відходів розраховується за формулою

$$A_{\text{сум}} = A_{\text{пит}} \cdot V \cdot k \cdot \rho,$$

де $A_{\text{пит}}$ – чутливість методики, рівна $2,5 \cdot 10^{-7}$ Ки/кг для контейнерів із товщиною стінки 5 мм і $9,5 \cdot 10^{-7}$ Ки/кг для контейнерів із товщиною стінки 50 мм.

Трансмісійні методи багато в чому аналогічні емісійним, але з метою підвищення точності вимірювань й одержання додаткової інформації у них використовується, крім власного випромінювання відходів, випромінювання зовнішнього джерела. Так, метод трансмісійного γ -сканування використовує випромінювання від зовнішнього джерела для корекції результатів емісійних вимірювань по поглинанню γ -випромінювання в об'ємі відходів, а метод трансмісійної комп'ютерної томографії використовує це випромінювання для відновлення картини розподілу щільності відходів по об'єму й корекції картини розподілу радіонуклідів у досліджуваному об'ємі.

Таким чином, реєстрація γ -випромінювання під час контролю РАВ дозволяє визначати велику кількість радіаційних параметрів відходів, починаючи від простого вимірювання потужності дози γ -випромінювання до радіонуклідного складу відходів в упаковці й активності кожного з них та їх розподілу в об'ємі упаковки. Крім того, часто можливе й визначення у відходах наявності й кількості трансуранових елементів, що поділяються.

Контроль складу β -випромінюючих нуклідів у закритих упаковках звичайно не здійснюється через низьку проникну здатність β -випромінювання. Без розкриття об'єму можна визначити активність і склад β -випромінювачів тільки непрямим шляхом з використанням відомих або обмірюваних

при вибіркових перевірках кореляційних співвідношень між вмістом у РАВ γ - і β -активних нуклідів.

У більшості випадків визначення вмісту й складу β -випромінюючих нуклідів у РАВ здійснюється шляхом відбору проб відходів з наступною їхньою радіохімічною обробкою з метою одержання досить тонких і концентрованих препаратів для наступної β -спектрометрії й визначення складу й кількості β -випромінювачів у пробі. Показовість методики відбору проб при цьому відіграє найважливішу роль, тому що саме від неї в більшості випадків залежить точність визначення сумарної β -активності в упаковці.

Для контролю вмісту α -випромінювачів і елементів, що діляться, у РАВ можна використовувати такі методи:

прямої реєстрації α -частинок з поверхні відходів;

α - і γ -спектрометрії;

реєстрації нейтронного випромінювання, що виникає при взаємодії α -частинок з матеріалом РАВ;

реєстрації γ - і/або нейтронного випромінювання, що виникає при спонтанному поділі;

реєстрації γ - і/або нейтронного випромінювання, що виникає в результаті поділу ядер елементів, що входять до складу досліджуваного об'єму при його опроміненні зовнішнім джерелом проникаючого випромінювання (звичайно це нейтрони або γ -кванти в широкому енергетичному діапазоні).

Перевагою γ -методів є те, що для реєстрації γ -випромінювання потрібна відносно проста, широко використовувана в експериментальній ядерній фізиці й техніці апаратура. При γ -вимірюваннях не потрібно корекції спектра випромінювання, у той час як у нейтронних вимірюваннях, як правило, необхідне вповільнення (термалізація) ней-

тронів для забезпечення ефективності й чутливості реєстрації. Завдяки тому, що нейтрони мають велику довжину вільного пробігу, відповідні блоки, наприклад сповільнювачів, зазвичай відносно великі, а самі установки мають більшу масу й габарити. Гамма-методи, таким чином, мають безсумнівні переваги, однак у випадку контролю α -радіонуклідів і елементів, що діляться, мають і принциповий недолік – вони є непрямыми методами. Другий недолік γ -методів у цьому випадку пов'язаний з тим, що розпад α -активних радіонуклідів і елементів, що діляться, за рідкісним винятком, супроводжується γ -випромінюванням досить малої енергії, 50–200 кеВ, і у випадку неоднорідних, відносно щільних відходів, похибка методу стає неприйнятною для його застосування.

6.10. Дозиметрія нейтронного випромінювання

Процеси взаємодії нейтронів з речовиною визначаються як енергією нейтронів, так і атомним складом поглинаючого середовища.

Для реєстрації нейтронів можна використовувати різні види вторинних випромінювань, що виникають у результаті ядерних реакцій або розсіювання нейтронів на ядрах з передачею їм енергії. Теплові й надтеплові нейтрони реєструють із використанням реакцій $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$, $^6\text{Li}(n, \alpha)^3\text{H}$, $^3\text{He}(n, p)^3\text{H}$, а також поділу важких ядер ^{235}U і ^{239}Pu .

Пропорційні лічильники. Якщо реакція з бором відбувається всередині пропорційного лічильника, то результуючі ядра ^4He й ^7Li , що розлітаються з енергією 1,6 і 0,9 МеВ відповідно, можуть бути легко зареєстровані. Звичайно нейтронні пропорційні лічильники мають досить товсті стінки, щоб виключити попадання в газ заряджених частинок ззовні. Бор включається в

наповнення двома способами. По-перше, лічильники можуть заповнюватися газом BF_3 , у якому ^{10}B входить у молекулу. По-друге, тонкий шар твердої речовини B_4C може наноситися на внутрішню поверхню стінки лічильника (у цьому випадку в іонізації бере участь тільки одна із частинок, тому що інша поглинається стінкою). Тому камери з газовим заповненням BF_3 більш ефективні, ніж камери із твердим шаром B_4C .

Відзначимо, що ймовірність (переріз) захоплення швидких нейтронів ядром ^{10}B дуже мала. Тільки теплові нейтрони захоплюються з високою ймовірністю. З іншого боку, швидкі нейтрони стають тепловими при вповільненні. Детектор теплових нейтронів можна перетворити в детектор швидких, оточивши його шаром сповільнювача нейтронів, тобто речовиною з великим вмістом водню (наприклад, парафін або пластик). Такі «всехвильові» детектори виконуються з 2–3 водневмісних коаксіальних циліндричних шарів із внутрішнім розташуванням борного лічильника або з декількох поліетиленових куль різних діаметрів — сповільнювачів, що надягаються на детектор таким чином, щоб він знаходився в центрі кулі.

Конструкція всехвильового лічильника, який може реєструвати нейтрони в діапазоні від 0,1 до 5 MeV з постійною ефективністю, показана на рис. 6.1. Лічильник складається з двох циліндричних парафінових блоків 1, усталених один в одного (діаметр 380 і 200 мм, довжина 500 і 350 мм відповідно), між якими знаходиться екран 2, що складається з шару B_2O_3 . Екран і зовнішній циліндричний парафіновий блок призначені для зменшення чутливості всехвильового лічильника до розсіяних нейтронів, що надходять не з правого торця лічильника. Усередині парафінових блоків установлюють пропорційний борний лічильник 4, який з правого торця закривається кадмієвим ковпачком 5 для екранування від прямого пучка теплових нейтронів. Для збільшення ефективності реєстрації повільних нейтронів у торцевій частині парафіну по окружності висвердлено кілька отворів 3. Швидкі нейтрони проникають у парафін, де вони вповільнюються й реєструються лічильником. При щільності потоку нейтронів 1 нейтрон/($\text{см}^2 \cdot \text{с}$) швидкість лічення всехвильового лічильника досягає 200 імп./хв.

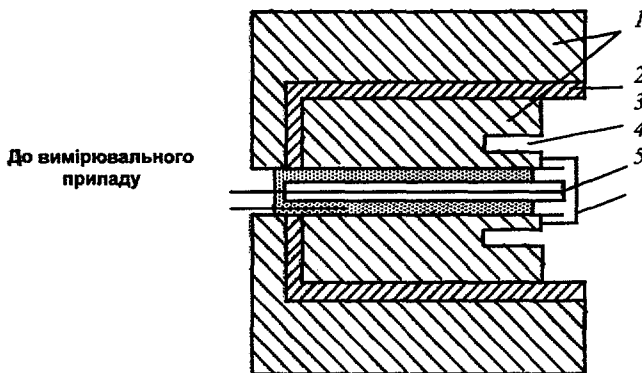


Рис. 6.1. Всехвильовий лічильник

Ефективність борного лічильника η , яка залежить від довжини робочого об'єму l , енергії нейтронів E_n і тиску газу p , можна визначити за формулою

$$\eta = 1 - \exp(-0,07 \cdot p \cdot \frac{l}{E_n^{1/2}}).$$

При $p = 0,1$ МПа, $l = 20$ см, $E_n = 0,0253$ еВ, $\eta = 0,9$.

Камери поділу. Для реєстрації нейтронів будь-яких енергій можна використовувати поділ важких ядер у камерах поділу, наприклад ^{235}U і ^{239}Pu . Перерізи поділу для них змінюються незначно у великому діапазоні енергій нейтронів і мають найбільші значення в порівнянні з перерізами поділу для інших радіонуклідів. Щоб уникнути самопоглинання продуктів поділу, речовина, що ділиться, наноситься тонким шаром ($0,02\text{--}2$ мг/см²) на електроди іонізаційної камери, заповненої аргонем ($0,5\text{--}1,0$ МПа). При поділі урану утворюються продукти поділу із загальною енергією близько 165 МеВ, тому імпульси іонізаційного струму виходять досить великими. Наявність таких імпульсів дозволяє здійснити дискримінацію малих імпульсів різного походження (напри-

клад α -частинок і супровідного γ -випромінювання).

У порівнянні з борними лічильниками камери поділу довговічніші й можуть працювати при високій температурі. Ефективність камер поділу з ^{235}U дорівнює 0,6 %, тобто значно нижча, ніж для борних лічильників. Для збільшення чутливості камер поділу до нейтронного випромінювання необхідно збільшити поверхню електродів камери.

Камеру поділу з високою ефективністю, яка має чотири концентричних алюмінієвих електроди, показано на рис. 6.2. На електроди загальною поверхнею до $0,1$ м² нанесено шар U_2O_3 , що містить до 90 % ^{235}U . Діапазон вимірювання камери становить від 10 до $2 \cdot 10^5$ нейтрон/(см² · с) при щільності потоку γ -випромінювання до 10^{10} фотон/(см² · с).

Сцинтиляційні лічильники. Для реєстрації швидких нейтронів широко використовують сцинтиляційні лічильники зі спеціальними сцинтиляторами.

Швидкі нейтрони при пружному розсіюванні на ядрах водню передають їм більшу частину своєї енергії, яка витрачається на іонізацію водневмісного середовища.

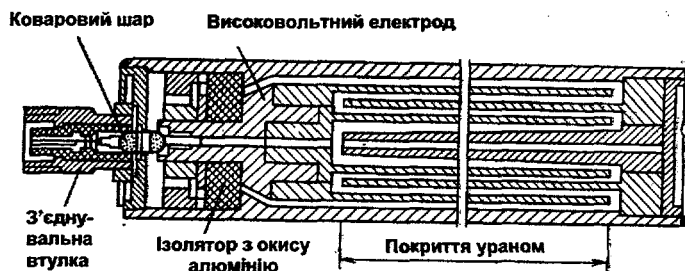


Рис. 6.2. Камера поділу з високою ефективністю

тому органічні сцинтилятори, які містять велику кількість атомів водню (наприклад, стильбен), мають високу ефективність реєстрації швидких нейтронів. Однак ефек-

тивність реєстрації γ -випромінювання такими сцинтиляторами також велика. Через це реєстрація швидких нейтронів одним сцинтиляційним лічильником у присутності

γ -фону без застосування спеціальних електронних пристроїв ускладнена. Для усунення зазначених недоліків сцинтилятори виготовляють із суміші неорганічних люмінофорів, що мають високу конверсійну ефективність для протонів, і матеріалу з великим вмістом водню. Суміші приготують у вигляді таблеток із плексигласового порошку зі вкращенням зерен $\text{ZnS}(\text{Ag})$ або з $\text{ZnS}(\text{Ag})$ у розплавленому парафіні з поліетиленом.

Для реєстрації швидких нейтронів застосовують також сцинтилятори, що містять водень і бор. Швидкий нейтрон після декількох пружних зіткнень із ядрами водню втрачає свою енергію й стає тепловим. У результаті лічильник реєструє протони віддачі, що виникають унаслідок взаємодії швидких нейтронів з ядрами водню, а також α -частинки та ядра літію, що виникають у

ядерній реакції $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$ в результаті взаємодії теплових нейтронів з бором.

Для реєстрації теплових нейтронів застосовують сцинтилятор із суміші $\text{ZnS}(\text{Ag})$ з B_2O_3 (товщиною близько 80 мг/см^2), ефективність якого близько 5 %. Сцинтилятор, що складається із суміші $^6\text{LiI}(\text{Eu})$ (або ^6LiF) і $\text{ZnS}(\text{Ag})$, має більшу ефективність, ніж сцинтилятор, що містить природну суміш ізотопів літію. Ефективність досягає 90 % для теплових нейтронів і 4 % для нейтронів з енергією 1 кеВ (товщина кристала 5 см).

Для вимірювання потоку нейтронів в інтервалі енергій від 10^{-2} до 10^7 еВ можна застосувати сцинтиляційний детектор (рис. 6.3), що складається з ФЕП 4 з екраном 5, передпідсилювача 6, світловоду 3, сцинтилятора $^6\text{LiI}(\text{Eu})$ 2 зі змінними поліетиленовими кульовими сповільнювачами 1.

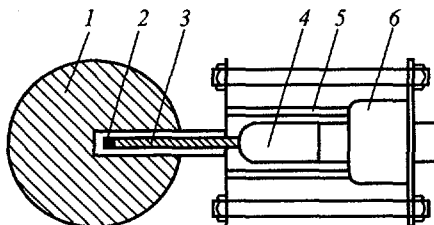


Рис. 6.3. Сцинтиляційний лічильник нейтронів з кульовим сповільнювачем

Трекові дозиметричні детектори. У дозиметрії нейтронного випромінювання знайшли застосування твердотільні трекові детектори, у чутливому об'ємі яких реєструється число треків заряджених частинок. Дозиметричне застосування цих детекторів засноване на зв'язку числа треків з дозою випромінювання.

У твердих речовинах з великим електричним опором важкі заряджені частинки утворюють уздовж траєкторії руху зону структурних ушкоджень діаметром порядку 5 мкм. У місцях ушкоджень речовина більш

чутлива до хімічного впливу, ніж у неушкоджених областях. Це приводить до того, що при хімічному травленні речовина видаляється із зон ушкодження більш інтенсивно, у результаті чого в місцях прольоту заряджених частинок проявляються видимі треки, які можна виявити й порахувати за допомогою звичайного оптичного мікроскопа.

У результаті травлення треки стають видимими тільки в тому випадку, якщо частинки мають достатню лінійну втрату енергії. Одним з найбільш чутливих матеріалів є

нітроцелюлоза: усі частинки, що мають втрати енергії не менше ніж $1,2 \text{ MeV}/(\text{mg} \cdot \text{cm}^{-2})$, можуть бути зареєстровані. Усі інші матеріали вимагають значно більших втрат енергії. Наприклад, у фосфатних стеклах тільки осколки поділу утворюють видимі треки, у той час як α -частинки й легкі ядра віддачі не можуть бути зареєстровані. У деяких матеріалах треки α -частинок після хімічного травлення стають видимими, але їх легко відрізнити від треків осколків поділу. Остання обставина робить особливо доцільним застосування цього методу реєстрації для нейтронної дозиметрії. З матеріалів, що діляться, для цілей дозиметрії нейтронів найбільш придатні ^{227}Np із граничною енергією близько $0,6 \text{ MeV}$, природний ^{232}Th із граничною енергією приблизно 2 MeV , природний уран і його ізотопи ^{235}U і ^{238}U .

Матеріалом травлення може бути будь-яка хімічна сполука, що роз'їдає речовину детектора з достатньою швидкістю. Найпоширеніші протравлювачі – гідроксид калію KOH , гідроксид натрію NaOH , фтористоводнева кислота HF .

Вибір матеріалу детектора й хімічного протравлювача визначається діапазоном вимірюваної дози, способом вимірювання числа виявлених треків, стійкістю речовини детектора до протравлювача й іншими факторами.

Ядерні фотоемульсії. Товстошарові ядерні фотоемульсії можна використовувати для дозиметрії швидких нейтронів. Фотографічний ефект полягає в утворенні слідів протонів віддачі, які виникають у результаті розсіювання нейтронів на водні, що входить до складу емульсії й навколишнього середовища.

Для технічних товстошарових емульсій слід мінімальної довжини, що складається з трьох зерен, утворюється нейтронами, енергія яких не менша $0,25 \text{ MeV}$. Цим визначається нижній енергетичний поріг методу.

При наявності теплових нейтронів протони з енергією $0,63 \text{ MeV}$ можуть виникати при захопленні цих нейтронів ядрами азоту, що знаходяться в фотоемульсії. Якщо реєструвати сліди, довжина яких відповідає енергії протонів більше $0,6 \text{ MeV}$, то число зареєстрованих слідів буде характеризувати потік тільки швидких нейтронів. При пружному розсіюванні моноенергетичні нейтрони можуть створювати протони з енергією від нуля до енергії нейтрона, тому частина слідів швидких нейтронів не буде зареєстрована. Розрахунки показують, що якщо не реєструвати протони, які виникають при захопленні теплових нейтронів, то половина нейтронів, що здійснили взаємодію, з енергією 1 MeV також не буде зареєстрована. Для енергії 2 MeV число незареєстрованих слідів зменшується до 10% , а для нейтронів з енергією 5 MeV становить тільки 3% .

Фотодозиметр відповідає своєму призначенню, якщо число зареєстрованих слідів пропорційне тканинній дозі незалежно від енергії нейтронів. Наближено це вдається забезпечити в обмеженому енергетичному діапазоні покриттям емульсії спеціальними фільтрами.

Застосування ядерних фотоемульсій для дозиметрії повільних нейтронів по протонах, що виникають у реакції захоплення, обмежене тим, що сліди теплових нейтронів важко відрізнити від слідів протонів віддачі. Чутливість фотоемульсій до теплових нейтронів можна значно підвищити, додавши в них ^{10}B або ^6Li .

У звичайних не трекових фотоплівках теплові нейтрони можна реєструвати з використанням кадмієвого фільтра. При захопленні теплових нейтронів ядрами кадмію випускається γ -випромінювання, що приводить до збільшення оптичної щільності плівки в області розміщення фільтра в порівнянні з навколишніми областями. Цей спосіб погано працює при наявності γ -фону.

Індивідуальну дозиметрію в змішаних полях γ -випромінювання й нейтронів різної енергії можна здійснити, застосовуючи одночасно ядерні фотоемульсії й звичайні фотоплівки. Касета для плівки в цьому випадку складається, принаймні, з двох металевих фільтрів рівної маси: кадмієвого й олов'яного. У касету одночасно поміщають пакети з ядерною фотоемульсією й звичайною фотоплівкою. Дозу γ -випромінювання в цьому випадку можна оцінити по почорнінню звичайної фотоплівки під олов'яним фільтром, дозу швидких нейтронів – по числу слідів у ядерній фотоемульсії під кадмієвим фільтром, а дозу теплових нейтронів – по різниці ефектів під олов'яним і кадмієвим фільтрами.

Розсмоктування треків із часом – основний недолік ядерних фотоемульсій. Воно істотно збільшується при підвищеній вологості. При нормальній вологості близько половини треків, що утворилися у відповідно запакованих плівках, розпадаються протягом двох тижнів. Не запакована емульсія буде мати час напіврозпаду всього 2 дні.

Термолюмінесцентні дозиметри. Характеристики фосфорів, що містять літій як складову частину, строго кажучи, відносяться тільки до матеріалу, в якому атоми літію представлені в їх природному ізотопному складі: 7,5 % ${}^6\text{Li}$ і 92,5 % ${}^7\text{Li}$. Відомо, що у ${}^6\text{Li}$ великий переріз (імовірність) захоплення теплових нейтронів. Енергія, що виділяється при проходженні реакції захоплення, локально передається речовині, тому що кінцеві продукти реакції мають дуже велику гальмівну здатність. Наприклад, якщо LiF , що містить ізотоп ${}^6\text{Li}$, опромінювати тепловими нейтронами, то фосфор покаже наявність дози завдяки протіканню реакції захоплення теплових нейтронів. Якщо ж LiF не містить ізотопу ${}^6\text{Li}$, то й фосфор не покаже ніякої дози при опроміненні тепловими нейтронами. Спеціальні фосфори, що містять різні ізотопи літію, випускаються фірмою Harshaw, США. Фосфор, що містить в основному ${}^6\text{Li}$, називається ТЛД-600, що містить ${}^7\text{Li}$, відомий під маркою ТЛД-700. Фторид літію з природного сумішшю ізотопів літію має марку ТЛД-100. Ізотопний склад цих фосфорів наведено в табл. 6.11.

Таблиця 6.11. Ізотопний склад фосфорів, що випускаються фірмою Harshaw

Фосфор	Вміст ${}^6\text{Li}$, %	Вміст ${}^7\text{Li}$, %
ТЛД-100	7,5	92,5
ТЛД-600	95,6	4,4
ТЛД-700	0,007	99,93

Для вимірювань у полі теплових нейтронів використовується комбінація фосфорів ТЛД-600 і ТЛД-700. Відлік від ТЛД-600 буде відбуватися завдяки тепловим нейтронам плюс γ -випромінювання (яке ідентично реєструється як фосфорами з ${}^6\text{Li}$, так і з ${}^7\text{Li}$), у той час як відлік від ТЛД-700 буде відбуватися тільки винятково завдяки γ -випромінюванню. Різниця відліків ТЛД-700 і ТЛД-600 у мілібарах обумовлена тільки тепловими нейтронами.

Термолюмінесцентні дозиметри, з тетраборатом літію в якості фосфору ($\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7$), також можна використовувати з виділеними ізотопами літію. Крім цього, необхідно здійснювати також збагачення й по ${}^{10}\text{B}$, у той час як нечутливий до нейтронів фосфор повинен збагачуватися по ${}^{11}\text{B}$. Ці спеціальні фосфори випускаються Panasonic Industrial Co., представником у США японського виробника Matsushita Electric Corp. Чутливість фосфорів, що випускаються Panasonic, і ефективність коригувальних фільтрів представлено в табл. 6.12.

Таблиця 6.12. Чутливість тетраборату літію і ефективність фільтрів

Вид випромінювання	${}^7\text{Li}_2{}^{11}\text{B}_4\text{O}_7$	${}^7\text{Li}_2{}^{10}\text{B}_4\text{O}_7$	Sn	Cd
<i>n</i> теплові нейтрони	нечутливий	дуже чутливий	проходять	поглинаються
<i>n</i> надтеплові нейтрони	нечутливий	чутливий	проходять	проходять
<i>n</i> швидкі нейтрони	нечутливий	нечутливий	проходять	проходять
γ -випромінювання	чутливі (еквівалентно)		частково проходить (приблизно еквівалентно)	

Активізаційний метод дозиметрії нейтронів. У результаті ядерних реакцій, що протікають під дією нейтронів, утворюються радіоактивні ядра. При використанні активізаційного методу вимірюють наведену активність детектора A , рівну

$$A = \lambda N_t = [1 - \exp(-\lambda \cdot t)] \cdot n \cdot \int_{E_1}^{E_2} \varphi(E) \cdot \delta(E) \cdot dE, \quad (6.5)$$

де λ – постійна розпаду радіоактивних ядер, що утворюються; N_t – число радіоактивних ядер в одиниці об'єму детектора при його опроміненні протягом часу t ; n – число ядер нукліда мішені в одиниці об'єму; $\varphi(E)$ – щільність потоку нейтронів, що мають енергію в інтервалі від E до $E + dE$; $\delta(E)$ – переріз активації для нейтронів з енергією e в речовині детектора.

Межі інтегрування E_1 і E_2 відповідають нижній і верхній границям енергії в спектрі нейтронів.

Переріз активації залежить від енергії нейтронів, тому застосовувати формулу 6.5 можна, якщо відомо нейтронний спектр. У дозиметричній практиці часто доводиться мати справу з трьома групами нейтронів: швидкими нейтронами поділу, проміжними, що утворилися в результаті вповільнення нейтронів поділу, і тепловими. Такий розподіл типовий для випромінювання ядерних енергетичних установок. Спектр швидких нейтронів поділу добре відомий. Проміжні нейтрони, що утворюються в резуль-

таті вповільнення швидких нейтронів, часто мають енергетичний спектр, що відповідає зміні енергії за законом $1/E$. Теплові нейтрони мають максвелівський розподіл швидкості й мають найбільш імовірну енергію 0,025 еВ. Переріз активації також специфічний у кожному розглянутому енергетичному інтервалі.

У змішаному нейтронному потоці теплові нейтрони можна виділити за допомогою кадмієвого екрана. Кадмій поглинає практично всі нейтрони, що мають енергію нижчу за 0,4 еВ. Активність детектора, екранованого кадмієм, обумовлена практично повністю надтепловими нейтронами; різниця в активності ділянок детектора, не покритого й покритого кадмієм, характеризує потік теплових нейтронів. Переріз активації тепловими нейтронами δ_0 , як правило, добре відомий. Інтеграл у рівнянні (6.5) для теплових нейтронів набуває вигляду

$$\int_{E_1}^{E_2} \varphi(E) \cdot \delta(E) \cdot dE = \delta_0 \cdot \varphi_{\text{тепл}}, \quad (6.6)$$

де $\varphi_{\text{тепл}}$ – щільність потоку теплових нейтронів. Спектр нейтронів з енергією, більшою за 0,4 еВ (надкадмієві нейтрони), можна представити як $\varphi(E) = a/E$, де a – постійна величина. Тоді інтеграл у рівнянні (6.5)

$$\int_{E_1}^{E_2} \varphi(E) \cdot \delta(E) \cdot dE = a \int_{E_{\text{Cd}}}^{E_2} \delta(E) \cdot \frac{dE}{E} = a \cdot \bar{\Sigma}, \quad (6.7)$$

де E_2 – верхня границя енергії в спектрі повільних нейтронів; E_{Cd} – енергетичний поріг кадмію (0,4 eV); $\bar{\Sigma}$ – резонансний інтеграл

$$\bar{\Sigma} = \int_{E_{Cd}}^{E_2} \delta(E) \cdot \frac{dE}{E}.$$

Переріз активації в області надкадмісвих нейтронів може мати резонансні піки. Якщо великий резонансний пік попадає в область низьких енергій, то резонансний інтеграл визначається цим піком, а внесок перерізу, пропорційного $1/v$, невеликий. У цьому випадку точне знання границь спектра E_{Cd} і E_2 необов'язкове, тому що невеликі зміни цих границь практично не впливають на резонансний інтеграл.

Кількісно роль перерізу, пропорційного $1/v$, характеризується інтегралом

$$\int_{0,4 \text{ eV}}^{\infty} \sigma_0 \frac{v_0}{v} \frac{dE}{E} = \int_{0,4 \text{ eV}}^{\infty} \sigma_0 \left[\frac{0,025}{E} \right] \frac{1/2 dE}{E} \approx 0,5 \cdot \sigma_0,$$

де v_0 – швидкість теплових нейтронів.

Якщо резонансний інтеграл значно більший, ніж $0,5 \cdot \delta_0$, він визначається резонансним піком. У деяких нуклідів резонансні піки розташовані при високих енергіях, і для них резонансний інтеграл визначається переважно перерізом, що змінюється за законом $1/v$. Подібні детектори зручні для спектральних вимірювань.

Для спектра швидких нейтронів поділу точно визначити $\delta(E)$ важко. У цьому випадку зручні граничні детектори, що характеризуються великим і приблизно постійним значенням перерізу активації для нейтронів з енергіями вищими від деякого порога. Якщо δ_n – переріз активації граничного детектора, який має енергетичний поріг E_1 , то

$$\int_{E_1}^{E_2} \varphi(E) \cdot \delta(E) \cdot dE = \delta_n \cdot \varphi_{швид}, \quad (6.8)$$

де $\varphi_{швид}$ – щільність потоку швидких нейтронів.

Застосовуючи одночасно кілька порогових детекторів, можна оцінити щільність потоку нейтронів у межах окремих енергетичних інтервалів.

Активаційний метод широко застосовують для вимірювання нейтронних потоків і дози. Його основні переваги: нечутливість до фотонного випромінювання, простота конструкції детекторів, дешевизна, малі габарити, можливість розділення процесів опромінення й вимірювання. Активаційний метод зручний при оцінці дози в аварійних ситуаціях, коли відбувається короточасне опромінення великими потоками нейтронів. У цьому випадку час опромінення малий і $\lambda \cdot t \leq 1$. Формули для активності детектора в результаті опромінення стосовно до різних енергетичних груп на підставі формул (6.6), (6.7), (6.8) і (6.5) при короточасному опроміненні будуть мати вигляд

$$\left. \begin{aligned} A_{\text{тепл}} &= \lambda_{\text{тепл}} \cdot t \cdot n \cdot \sigma_0 \cdot \varphi_{\text{тепл}}, \\ A_{\text{пром}} &= \lambda_{\text{нов}} \cdot t \cdot n \cdot a \cdot \Sigma, \\ A_{\text{швид}} &= \lambda_{\text{швид}} \cdot t \cdot n \cdot \sigma_n \cdot \varphi_{\text{швид}} \end{aligned} \right\} \quad (6.9)$$

для теплових, проміжних і швидких нейтронів відповідно. Різні λ відповідають тому, що в загальному випадку нейтронні потоки різних енергетичних груп вимірюють різними детекторами.

У результаті тривалого опромінення детектора постійним нейтронним потоком настає рівноважний стан, при якому число утворених радіоактивних ядер дорівнює числу таких, що розпадаються. У цьому випадку замість формул (6.9) будемо мати

$$\left. \begin{aligned} A_{\text{тепл}} &= n \cdot \sigma_0 \cdot \varphi_{\text{тепл}}, \\ A_{\text{пром}} &= n \cdot a \cdot \Sigma, \\ A_{\text{швид}} &= n \cdot \sigma_n \cdot \varphi_{\text{швид}} \end{aligned} \right\} \quad (6.10)$$

Формули (6.9) і (6.10) дозволяють оцінити інтегральний нейтронний потік і дозу за вимірними значеннями активності. Основні характеристики найпоширеніших активаційних детекторів теплових нейтронів і порогових детекторів наведено в табл. 6.13 і 6.14.

Таблиця 6.13. Характеристики радіонуклідів, використовуваних для активаційних детекторів

Речовина детектора				Продукт активації		
елемент	переріз активації для теплових нейтронів, δ	перші резонанси, еВ	резонансний інтеграл	радіонуклід	період напіврозпаду	енергія випромінювання, МеВ
⁵⁵ Mn	13,2	340	11,8	⁵⁶ Mn	2,58 год	β^- (2,81) γ (0,882)
¹⁹⁷ Au	98,8	4,9	1558	¹⁹⁸ Au	2,7 доби	β^- (0,963) γ (0,41)
¹¹⁵ In	155	1,46	2640	¹¹⁶ In	51 хв	β^- (1) γ (різні)
¹²⁷ I	5,6	21	140	¹²⁸ I	25 хв	β^- (1,25; 0,88; 0,42) γ (0,36; 0,76)
¹⁰⁷ Ag	45	—	—	¹⁰⁸ Ag	2,3 хв	γ (0,6; 0,51; 0,43)

Таблиця 6.14. Характеристики радіонуклідів, використовуваних для порогових детекторів

Реакція	Порогова енергія, МеВ	Період напіврозпаду	Речовина детектора
³² S(n, p)	1,7	14,5 доби	Плавлена сірка
³¹ P(n, p)	1,8	5,62 год	(NH ₄) H ₂ PO ₄
²⁷ Al(n, p)	2,6	10 хв	Al
²⁸ Si(n, p)	4,4	2,27 хв	Si
⁵⁶ Fe(n, p)	5,0	2,6 год	Fe
²⁷ Al(n, α)	6,5	15,06 год	Al
¹²⁷ I(n, 2n)	8,5	13,3 доби	Кристал NaI
¹⁰⁷ Ag(n, 2n)	9,6	24,0 хв	Ag
¹⁴ N(n, 2n)	10,6	10,9 хв	NH ₃
³¹ P(n, 2n)	12,2	2,6 хв	(NH ₄) H ₂ PO ₄
¹⁶ O(n, 2n)	16,5	2,1 хв	H ₂ O
¹² C(n, 2n)	20,3	20,5 хв	C; кристал антрацену

Детектори нейтронів прямої зарядки. Для вимірювання щільності потоку нейтронів в активній зоні реактора застосовуються детектори нейтронів прямої зарядки. Ці детектори засновані на первинних ефектах: захопленні нейтронів і β -розпаді (захоплення нейтронів супроводжується миттєвим випускненням γ -випромінювання й емісією зі збуджених ядер високоенергетичних електронів); виході електронів віддачі й фотоелектронів при поглинанні зовнішнього γ -випромінювання.

Основні елементи детекторів нейтронів прямої зарядки показано на рис. 6.4. Емітер 2 діаметром 0,5–1 мм виконується з матеріа-

лів (родій, ванадій), у яких під дією нейтронного опромінення утворюються заряджені частинки. З емітера частинки переходять на колектор 3 (нержавіюча сталь, зовнішній діаметр 1,5 мм), створюючи різницю потенціалів, що визначає струм, вимірюваний приладом 8, пропорційний вимірюваній щільності потоку нейтронів. Об'єм між емітером і колектором заповнюється ізолятором 1 з окису алюмінію. Колектор детектора 4 приварюється до оболонки 6 з нержавіючої сталі (діаметром 1 мм), емітер – до ніхромової жили 5. Об'єм між оболонкою й ніхромовою жилою заповнюють окисом магнію 7.

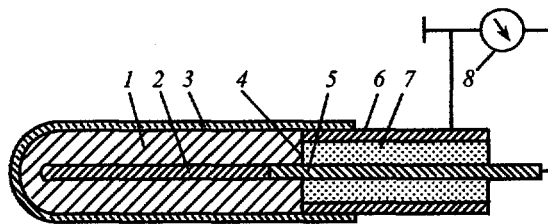


Рис. 6.4. Детектор нейтронів прямої зарядки

Чутливість родієвих детекторів нейтронів прямої зарядки становить $(3-21) \cdot 10^{-20}$ А · см² · с/нейтрон, межа лінійності більше $10^{17}-10^{20}$ нейтрон/(см² · с), робоча температура – 250–700 °С. Ресурс роботи детекторів нейтронів прямої зарядки до 10^{22} нейтрон/см². Максимальна припустима похибка у визначенні щільності потоку нейтронів $\pm 5\%$.

За допомогою детекторів нейтронів прямої зарядки можна контролювати потужність реактора, визначати щільність потоку нейтронів по висоті й радіусу активної зони.

Основні переваги детекторів нейтронів прямої зарядки: великий ресурс роботи (кілька років) при робочій температурі до 700 °С, малі габаритні розміри 1–2 мм, нечутливість до фону реактора, взаємозамінність, лінійність показань струму залежно від щільності потоку нейтронів, прості вторинні електронні пристрої, низька вартість виготовлення. Вони не потребують попереднього градування. Недоліки цих детекторів: часова інерційність, велика чутливість до змін нейтронного спектра й малий вихідний струм з одиничної довжини детектора.

6.11. Контроль внутрішнього опромінення

Незважаючи на герметизацію всього устаткування АЕС, яке містить радіоактивні середовища, а також максимальну ізоляцію всіх приміщень із цим устаткуванням, невелика частина газоподібних і летких радіоактивних речовин проникає в робочі приміщення, а потім, в основному через органи дихання, потрапляє всередину організму. У цьому відношенні найнебезпечнішими є періоди проведення ремонтних і перевантажувальних робіт на зупиненому реакторі.

Основними способами контролю внутрішнього опромінення персоналу є методи біофізичного контролю (радіометрія проб крові й виділень з організму) і прямі вимірювання вмісту або надходження радіоактивних речовин в організм, здійснювані за допомогою лічильників або спектрометрів випромінювання людини (ЛВЛ).

Біологічний аналіз належить до деякої процедури визначення природи й активності внутрішнього забруднення, що є в організмі, шляхом дослідження продуктів виділення. Передбачається, що концентрація радіоактивності в продуктах життєдіяльності організму пропорційна активності, що знаходиться в тілі. Якщо відомі особливості розподілу активності в тілі, то може бути визначений вміст у конкретному органі.

Існує багато продуктів виділення людини, що можуть використовуватися в процедурі біологічного аналізу: видихуване повітря, обрізки нігтів, носовий слиз, сеча, піт, слина, волосся, фекалії. У програмах біологічного аналізу винятково як зразок використовують урину. Це пов'язане з простотою збору й естетичними причинами. Мазки з носової порожнини й зразки видихуваного

повітря (що відбираються в спеціальний балон) також застосовуються в певних галузях атомної промисловості, де існує істотна ймовірність інгаляційного надходження. Відбір мазків з носа зазвичай проводиться й після радіаційних аварій.

Радіоактивні забруднення, що потрапляють в організм, часто розбиваються на дві категорії «розчинні» і «нерозчинні», де розчинність розглядається по відношенню до рідин організму. Перед проведенням аналізів визначають також шлях надходження забруднення в організм, що може бути:

інгаляційним – через ніс;

харчовим – через рот;

перкутаним – через шкіру;

травматичним – через пошкодження в шкірі.

Перші два з перерахованих шляхів надходження є переважними. Перкутаний шлях відповідає поглинанню радіонуклідів безпосередньо через поверхню шкіри. Цим шляхом звичайно надходить в організм тритій (^3H), так як розмір його молекул дуже малий.

Нерозчинні забруднювачі звичайно становлять більш складну проблему для вимірювання вмісту нуклідів в організмі. У випадку

харчового надходження, через те, що радіоізотоп нерозчинний, він проходить відносно непошкодженим прямо через ШКТ. Якщо нуклід не випускає випромінювання, що може бути зареєстроване зовні тіла, то здійснюється аналіз калу для вимірювання його вмісту. У випадку інгаляційного надходження нерозчинних радіонуклідів швидкість очищення організму буде залежати від швидкості легеневої вентиляції (об'єм і частота дихання) і розміру частинок (який обумовлює, де частинки будуть уловлюватися в респіраторному дереві). Оскільки забруднення нерозчинні, вони, зрештою, виводяться з органів дихання за допомогою волосоподібних ворсинок, розташованих у дихальних шляхах, і досягають надгортаника, де попадають у ШКТ і виносяться назовні.

Забруднення, які розчиняються в рідинах організму, у свою чергу діляться на три підкатегорії:

розчинні у воді тіла;

такі, що відкладаються в певному органі (на зразок йоду, що відкладається в щитовидній залозі);

такі, що відкладаються в кістках кістякової системи (рис. 6.5).

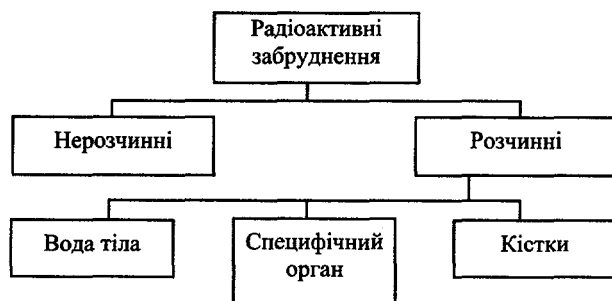


Рис. 6.5. Класифікація внутрішніх забруднень

У першому випадку забруднення найбільш прості в обробці. Звичайно припускається, що ці забруднення рівномірно розподіляються по всіх рідинах тіла. Враховуючи те, що сеча є однією з цих рідин, концентрація розчинних радіонуклідів у сечі приймається рівною їхній концентрації в іншій воді тіла.

У «середнього чоловіка» і «середньої жінки» загальна маса води в організмі становить 42 і 29 кг відповідно. Повний вміст речовини в тілі знаходять шляхом множення концентрації цієї речовини в сечі на масу води в тілі.

Очищення або виведення радіонуклідів, рівномірно розподілених у воді тіла, відбувається простим поглинанням у результаті фільтрації в нирках. Це приводить до того, що концентрація розчинного радіонукліда меншає експоненціально з часом. Якщо цю залежність побудувати в напівлогарифмічному масштабі, то графік буде зображуватися у вигляді прямої лінії.

Звичайно подібний графік у напівлогарифмічному масштабі будується після аварійного надходження істотної кількості радіонуклідів. Відбирається й досліджується ряд аналізів сечі, будується графік і підганяється до найбільш підходящої до даних прямої лінії. По цьому графіку легко одержати період напіввиведення – час, за який виводиться половина радіонукліда. Для прикладу, період напіввиведення тритію з людського організму становить 10 днів.

Другий випадок – це розчинні забруднюючі речовини, що поглинаються яким-небудь органом. Багато різних хімічних елементів або сполуки концентруються в певних органах тіла при нормальній активності обмінних процесів. Йод, можливо, найбільш відомий приклад. Цей елемент необхідний щитовидній залозі для виробництва гормонів. При проходженні крові через залозу йод виділяється й накопичу-

ється. У нормальному віці від 25 до 30 % йоду, що опинився в крові в результаті однократного надходження, буде виділятися й накопичуватися в тканині щитовидної залози. Накопичення закінчиться протягом двох днів після вживання їжі або введення внутрішньо. Біологічне очищення самої щитовидної залози відбувається з напівперіодом близько 70 днів. МКРЗ рекомендує для проведення обчислень у радіаційному захисті консервативну величину 120 днів. Як тільки йод виділяється із щитовидної залози, він знову потрапляє у воду тіла, з якої він може видалятися нирками й виводитися із сечею. МКРЗ рекомендує прийняти період напіввиведення йоду з води організму, рівним 12 дням. Таким чином, повна «історія життя» йоду протікає у дві стадії і є типовою для всіх радіонуклідів, що поглинаються органами.

Взагалі надходження з крові в який-небудь орган відбувається швидко. Потім нуклід виділяється з органу в воду організму, звідки він швидко виводиться. Криву залежності концентрації нукліда в сечі від часу в напівлогарифмічному масштабі для випадку забруднення, що поглинається органом, показано на рис. 6.6. Швидке очищення спочатку йде за рахунок виведення фракції радіонуклідів, що не поглинулася органом і залишалася у воді організму. Після виведення цієї фракції в сечі з'являється частина, що повільно надходить із органу в воду організму. Ця концентрація в сечі повністю залежить тільки від швидкості виведення з органу.

Таким чином, напівлогарифмічна крива відрізняється від прямої лінії. Крива, у дійсності, є сумою двох процесів, що виражаються прямими лініями: один – для частини радіонукліда, що залишається у воді тіла після початкового надходження, і другий – для частини, що відповідає повільному очищенню органу (рис. 6.6).

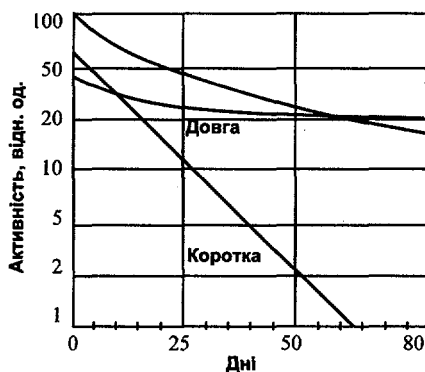


Рис. 6.6. Крива виведення для радіонукліда, поглиненого органом, з виділеними складовими

При графічному розкладанні на дві прямі лінії у випадку дійсного надходження, обидва періоди напіввиведення можна легко визначити.

Третій випадок розчинного забруднювача дістав назву поглинюваного кістками. Історично дозиметрія внутрішнього випромінювання почалася в 1920 р. в результаті нещасних випадків із робітниками, які розфарбовували циферблати приладів фарбою, що містила радій. У промисловості цю роботу виконували, в основному, молоді жінки, в яких спостерігалось надходження радію в організм у результаті облизування кінчика пензлика для одержання тонкого малюнка при малюванні дрібних написів. Радій накопичується в кістках опромінених, де α -випромінювання може призвести до серйозних наслідків (руйнування тканин). Перший смертельний випадок стався у 1925 р. Вмирили звичайно через виниклі внаслідок опромінення анемії, пухлини або рак кісток.

Як сімейство радіонуклідів, що накопичуються в кістках, мають великий час утримання після введення в кістку. Ізотопи плутонію мають період біологічного напіввиведення з кісткових тканин порядку

200 років. Якщо бути до кінця послідовним, то радіонукліди, що накопичуються в кістках, повинні бути віднесені до накопичуваних в органах. Проте надзвичайно високий період напіввиведення в парі з великим історичним досвідом поводження з цими ізотопами привели до виділення їх в окрему категорію. Для обчислень з метою радіаційного захисту приймаються періоди напіввиведення для ізотопів кальцію й радію 49 і 45 років відповідно.

За допомогою методики біологічного аналізу можна здійснювати раннє визначення можливого інгаляційного надходження у працівників, які беруть участь в інциденті. Ватний тампон звичайно змочують спиртом і легко знімають мазок із внутрішньої поверхні однієї ніздрі. Потім процедуру повторюють для іншої ніздрі. Після відбору зразків мазків їх необхідно помістити в подвійний пакет і надписати. При розміщенні другого мазка окремо від першого зменшується можливість перехресного забруднення. Ця проблема відноситься й до переносу активності на чистий зразок із брудного (або на зворотну сторону брудного зразка), коли весь набір контейнерів упаковують разом для транспортування в лабораторію.

Дуже велике значення має правильне маркування мазків. Беручи до уваги безладдя, що оточує будь-який інцидент, ясно, що буде неможливо згодом визначити, де й коли який зразок був відібраний. Основна інформація, що повинна бути викладена при надписуванні зразків для біоаналізу, така: дата відбору, час відбору, ім'я постраждалого, номер дозиметра, що належить постраждалому, ім'я того, хто відібрав пробу, незвичайні обставини. Інше важливе правило при відборі зразків мазків з носа — це необхідність їхнього відбору до прийняття очищувального душу, якщо це не приводить до додаткового ризику істотного збільшення шкірної дози забрудненої людини. При митті в душу працівник повинен ретельно промивати носові порожнини, видаляючи таким чином будь-які прониклі радіоактивні забруднення. Це призводить до втрати значимої інформації, що могла б бути використана як підстава для початкового лікування потерпілого.

Аналіз сечі використовується як в умовах інциденту, так і при нормальній експлуатації на багатьох підприємствах як звичайна методика моніторингу, що дозволяє забезпечити гарні результати. Будь-які прониклі всередину забруднення, хоча б злегка розчинні в рідині організму, негайно виявляються в сечі. В умовах інциденту застосовуються деякі спеціальні правила. Якщо до моменту відбору аналізу пройшло менше години від початку інциденту, то потерпілим пропонують спочатку спорожнити сечовий міхур, а потім відібрати перший зразок, як тільки буде можливість. Потрібно близько чотирьох годин для того, щоб наступив максимум концентрації в сечі після гострого надходження. Якщо не спорожнити спочатку сечовий міхур, то сеча, що була в міхурі до інциденту, розбавить забруднення і через це аналіз покаже неправдиво низьку концентрацію.

Аналіз сечі зазвичай відбирається у контейнери, просочені парафіном, або поліетиленові пляшки, необхідно ще раз звернути достатню увагу на маркування. Якщо при відборі аналізу пройшло більше години після інциденту, то попередньо спорожнити сечовий міхур не потрібно. Інше важливе правило полягає в тому, що аналіз необхідно брати після очищувального душу. Це звичайно перешкоджає забрудненню зразка від зовнішньої активності тіла, що може потрапити в нього під час відбору. Таке зовнішнє забруднення може легко призвести до помилкового діагнозу надзвичайно високого вмісту радіоактивних речовин у тілі й принести багато проблем і дозиметристу, і потерпілому. Якщо передбачається наявність тритію, то відбір зразків для аналізу необхідно робити в скляну тару.

Нарешті, і носові мазки, і відбір зразків сечі дуже важливо відбирати іноді в потерпілих. Це дозволяє зробити порівняння й розв'язати проблеми, пов'язані з метою відбору й використанням лічилним обладнанням.

Другий основоположний метод визначення вмісту радіонуклідів в організмі людини є *лічення in vivo*. Це здійснюється шляхом розміщення зовнішніх детекторів навколо тіла для вимірювання випромінювання від прониклих усередину радіонуклідів. Більш знайомі слова для описання цієї процедури — *лічильник випромінювання людини*. Часто тільки частина тіла піддається обмірюванню, тобто здійснюється лічення щитовидної залози, легенів тощо. На відміну від методів біологічного аналізу, обговорених вище, лічення *in vivo* працює тільки для тих радіонуклідів, випромінювання яких може проникати крізь тканини тіла й реєструватися зовні. В основному використовуються сцинтиляційні або напівпровідникові лічильники з масивним захистом для зменшення впливу фону.

У 1950-х роках розробка твердих і рідких сцинтиляторів відкрила двері практичному застосуванню лічильників *in vivo*. Конструктивні особливості лічильників на твердих сцинтиляторах і лічильників на рідкому сцинтиляторі (у яких використовується розчин сцинтилюючої речовини у світлозахисній місткості) привели до двох основних типів ЛВЛ.

Лічильник випромінювання людини на рідкому сцинтиляторі був першим, застосованим практично з метою радіаційного захисту. Перша використовувана модель була виготовлена в США в 1955 р. для першої міжнародної конференції з мирного

використання ядерної енергії, що проводилася в Женеві. У ньому використовувалася вертикальна місткість у вигляді спірального «листа» для заповнення сцинтилюючою рідиною. Відкрита сторона спіралі була дверима. Місткість була захищена 10 т свинцю товщиною 3 дюйми. Ефективність реєстрації γ -випромінювання була близько 25 %.

Сучасний ЛВЛ на рідкому сцинтиляторі містить, принаймні, кілька сотень галонів сцинтилюючої рідини, кілька сотень фотопомножувачів і кілька тонн навколишнього захисту. Звичайно він виконується у вигляді горизонтального циліндра з відкритим торцем, як показано на рис. 6.7.

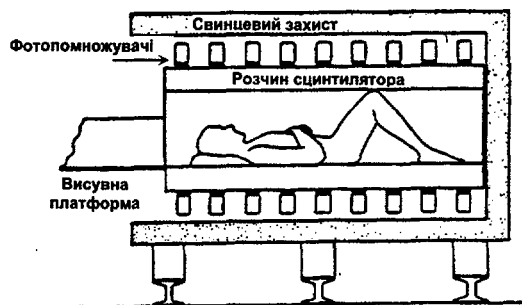


Рис. 6.7. ЛВЛ з рідким сцинтилятором

Типова ефективність реєстрації γ -випромінювання в таких лічильниках знаходиться між 15 і 30 %. У цього різновиду лічильників енергетичне розрізнення досить погане (близько 1 MeV). Це значить, що ЛВЛ на рідкому сцинтиляторі не може визначати конкретні радіонукліди, що містяться в тілі. З іншого боку, висока ефективність цих детекторів дозволяє детектувати з великою чутливістю внутрішню активність за відносно короткий часовий інтервал.

У ЛВЛ на твердих сцинтиляторах найчастіше застосовують звичайний кристал NaI(Tl). Для досягнення необхідної чутливості при вимірюванні низьких рівнів раді-

ації, пов'язаних з більшістю радіонуклідів, що надійшли внутрішньо, кристал повинен мати великі розміри. Великі кристали, використовувані в ЛВЛ, звичайно проглядаються декількома фотопомножувачами. Навіть при використанні найбільших кристалів їхній сумарний об'єм значно менший, ніж об'єм рідкого сцинтилятора.

Різні варіанти виконання ЛВЛ із застосуванням детекторів із твердим сцинтилятором показано на рис. 6.8: людина лежить на спині, детектори знаходяться зверху й знизу (а); людина сидить у кріслі типу шезлонга, єдиний детектор установлений над животом (б); людина лежить на дугоподібному

ложі, детектор розташовано на відстані 1,5–2 м у центрі дуги (в); людина стоїть, детектор встановлено впритул до різних точок тіла (г); людина стоїть, детектор у захисті зі змінним коліматором реєструє γ -випромінювання щитовидної залози або легенів (д); людина стоїть на відстані 1,5–2 м від детектора (е); людина сидить, пригнувшись до колін, детектор розташовано біля живота (ж).

Крім перерахованих, застосовується геометрія, у якій людина поміщається на плоский стіл і детектор сканує тіло людини за допомогою механічного механізму переміщення.

Одна велика перевага твердих сцинтиляторів над рідкими в ЛВЛ полягає в енергетичному розрізненні. З кристалом NaI(Tl) можливо розрізнити γ -випромінювання, що

відрізняється за енергією на 50 кеВ. Це явно краще в порівнянні з 1 МеВ для рідких сцинтиляторів. Розрізнення 50 кеВ достатнє для визначення більшості інкорпорованих γ -випромінюючих нуклідів. Так, якщо ізотоп, що визначає внутрішній вміст, не відомий, то за допомогою ЛВЛ його можна визначити.

На рис. 6.9 і 6.10 показано спектри, зняті в потерпілих під час витоку газу на експериментальному реакторі й під час критичного інциденту на реакторі відповідно. У першому випадку по спектру видно, що потерпілий вдихав газ, який містить три ізотопи радіоактивного йоду, а в другому випадку – кількість γ -випромінювання з енергією 1,38 МеВ, що випускається ^{24}Na , свідчить про отриману дозу нейтронного випромінювання.

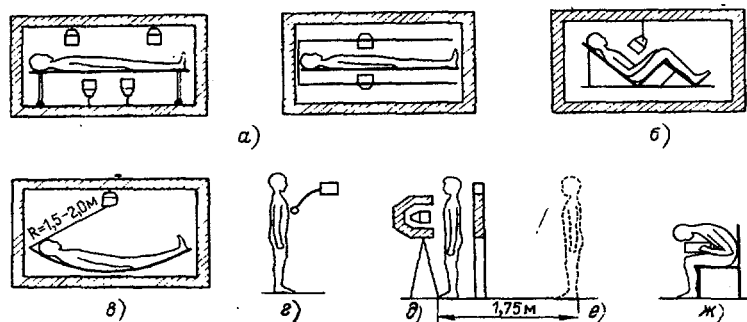


Рис. 6.8. Основні типи геометрії вимірювання активності, інкорпорованої в тілі людини

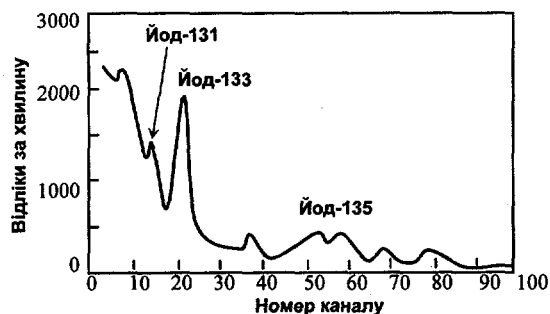


Рис. 6.9. Спектр випромінювання потерпілого, який отримав інгаляційне надходження під час витоку газу

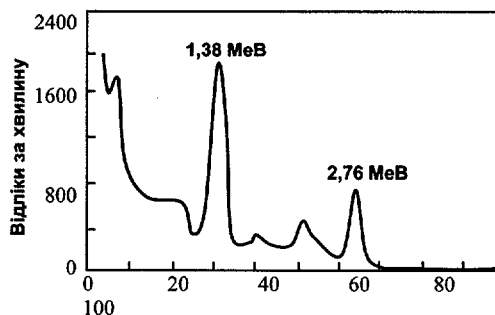


Рис. 6.10. Спектр випромінювання людини, яка постраждала в критичному інциденті

Більш дешевою альтернативою захищеної кімнати є тіньовий захист. У цьому випадку детектор поміщається в захисний коліматор так, що він може реєструвати фотони тільки у вузькому певному куті. Відповідна ділянка тіла розташовується перед входом у коліматор, а зі зворотного боку тіла розташовується тіньовий захисний екран. Таку установку показано на рис. 6.11.

У практиці радіаційного захисту часто зустрічаються випадки, коли обставини опромінення досить добре відомі, так що припустимо визначити тільки вміст нукліда тільки в конкретному органі. Класичний приклад – йод. У випадку експозиції одним з ізотопів йоду досить визначити його вміст у щитовидній залозі. Розроблено безліч спеціальних лічильників і процедур для вимірювання вмісту в органах відповідних ізотопів.

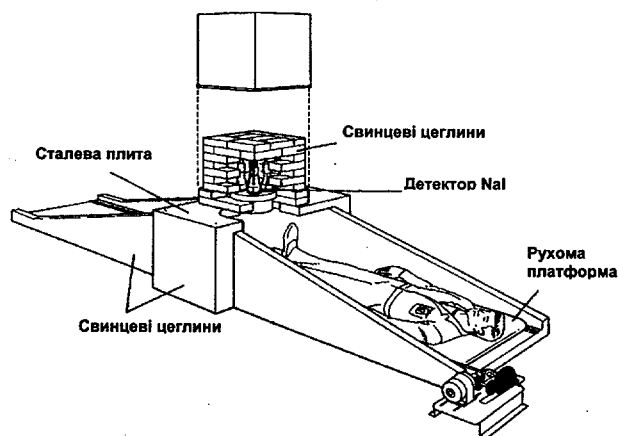


Рис. 6.11. ЛВЛ з тіньовим захистом

До установки для вимірювання вмісту ^{125}I у щитовидній залозі входить скінтіляційний детектор із кристалом NaI(Tl) товщиною 1 мм і діаметром 25 мм з однокана-

льним імпульсним амплітудним аналізатором, що лічить тільки імпульси, які відповідають енергіям фотонів ^{125}I (від 22 до 40 кеВ). Вихід аналізатора підключений до

блока обробки. Система калібрується з використанням спеціального шийного фантома. Через малу енергію фотонів необхідно враховувати глибину розташування залози. Глибина враховується тим, що спочатку проводиться відлік швидкості лічення від ^{125}I прямо над залозою і потім другий відлік на 90° від попереднього (тобто з бічної сторони шиї). Відношення цих відліків використовується для визначення глибини розташування щитовидної залози.

Лічильники легенів можуть бути корисні в умовах професійної діяльності, за яких можливе вдихання радіоактивних забруднень з повітрям. В установці зі сцинтиляційними лічильниками два з них розташовуються прямо над легенями лежачої людини, у той час як два інших знаходяться над стегнами пацієнта й служать для визначення величини фону, що потім віднімається з показань перших лічильників. Мінімальна чутливість цієї системи для ^{235}U – близько 40 нКі, для ^{239}Pu – 8 нКі й для ^{241}Am – 0,3 нКі. Нормальний час лічення від 20 до 40 хв на пацієнта. Уводиться поправка на товщину стінки грудної клітки. Установка, в якій використовуються шість германієвих детекторів (по три на кожен легень), має мінімальну чутливість по ^{239}Pu 2,4 нКі.

Перш, ніж оцінити надходження радіонуклідів в організм або в окремий орган, необхідно врахувати кілька факторів. Перший – це екрануючий ефект тканин тіла, що знаходяться між радіоактивною речовиною й детектором. Якщо поглинена активність знаходиться близько до поверхні тіла, то швидкість лічення буде значно більшою, ніж при такій же активності, але розташованій глибоко в тілі. Ця проблема стоїть особливо гостро у зв'язку з детектуванням фотонів відносно низьких енергій. Ослаблення γ -випромінювання за допомогою фотоефекта сильно залежить від енергії. Низь-

коенергетичні фотони дуже поглинаються тканиною. Наприклад, рентгенівське випромінювання ^{123}I з енергією 28 кеВ послабляється на 99 % при проходженні 10 см м'якої тканини. Це половина товщини усередненої людини. Для урахування ефекту самоекранування необхідно вводити поправочні коефіцієнти.

Інша проблема – це корекція, що повинна вводитися для незвичайно маленьких або великих людей, що дуже відрізняються від усереднених. Використання фантомів різних розмірів, заповнених радіоактивними розчинами, для моделювання цих розходжень – одне з рішень цієї проблеми.

Корекція на товщину стінки грудної клітки особливо важлива для випромінювачів низькоенергетичних фотонів, що осіли в легневих тканинах. Товщина стінки грудей в чоловіків коливається від 2 до 4 см. У жінок розходження ще більше. Зазвичай при дослідженні легенів визначається активність плутонію, найчастіше ^{239}Pu , що в 100 % випадків зазнає α -розпаду. Дочірнім продуктом розпаду є ^{235}U , що випромінює характеристичне випромінювання з енергією 17 кеВ. Таким чином, вміст у легенях ^{239}Pu вимірюється шляхом лічення фотонів з енергією 17 кеВ. У людських тканинах половина цих фотонів гальмується на кожних 0,7 см шляху. Тому особливо важливо зробити вимірювання товщини стінки грудної клітки, що покриває легені. Одним з методів є ультразвукове вимірювання товщини стінки з точністю ± 1 мм. У випадку, коли подібне обладнання недоступне, товщину стінки можна оцінити за масою й ростом пацієнта з використанням емпіричної формули.

На додаток до сказаного іншою проблемою при вимірюванні активності легенів може бути ймовірність, що активність у дійсності знаходиться не в легенях, а в ребрах. Для врахування цього зазвичай здійс-

нюють вимірювання активності лобової кістки. Потім уводиться корекція, що дозволяє отримати внесок легенів і ребер у повну обмірювану активність. Якщо голова забруднена, то вимірюють активність коліна або щиколотки.

Уточнені комп'ютерні моделі також дозволяють уводити реалістичні коефіцієнти для корекції на нестандартний розмір працівника або на нерівномірний розподіл радіонуклідів у людському тілі. У розумних межах вимірювання активності всього тіла може також бути значимим методом більш повного вивчення внутрішньої дози як в умовах аварійної ситуації, так і при повсякденних процедурах для збереження доз, одержуваних працівниками, настільки низькими, наскільки розумно допустимо.

Ідентифікація прониклих усередину радіонуклідів і вмісту кожного з них у тілі або органі є тільки першим кроком двоступеневого процесу. Використовуючи інформацію, отриману з лабораторії біологічного аналізу або з лабораторії лічення *in vivo*, необхідно обчислити дійсні дози, отримані індивідумом. У цих обчисленнях використовуються й знання фізіології людини, і вибір математичної моделі.

У людському тілі немає вбудованого детектора іонізуючих випромінювань. Воно не може розпізнати стабільні й радіоактивні ізотопи того самого елемента. Це означає, що радіоактивні забруднення всередині тіла будуть брати участь у тих же фізіологічних процесах, що і їхні стабільні форми. Таким чином, органи, що поглинули радіонуклід, обумовлюються хімічними сполуками й фізичною формою радіоактивного забруднення.

«Критичний орган» визначається як орган тіла, що одержує найбільші ушкодження в результаті радіоактивного надходження. Звичайно це орган, що має найвищу концентрацію радіоактивності. Через те, що йод концентрується в щитовидній залозі,

критичним органом по відношенню надходження йоду буде щитовидна залоза.

Концепція місткісного моделювання полягає в зображенні людського тіла у вигляді набору місткостей, що з'єднуються трубопроводами з вентилями. Вдихання радіоактивних матеріалів зображується, як потік радіоактивності по трубці, який веде в місткість, що представляє собою легені, або харчування зображується, як потік радіоактивності в місткість «шлунок». Враховуючи, що місткості між собою з'єднані, активність із часом починає розбавлятися й перетікати в інші відділення. Для цілей радіаційного захисту передбачається, що активність передається в різні відділення миттєво. Потім передбачається, що концентрація радіоактивності в місткостях підкоряється законам фізики, тобто зменшується експоненціально з часом.

Очищення від радіоактивності, що надійшла всередину, відбувається за допомогою двох повністю незалежних і розділених процесів. Це втрата активності за рахунок фізичного розпаду радіонуклідів і біологічного виведення, що відбувається за нормальної дії фізіологічних процесів. Через те, що фізичний розпад ядер не залежить від будь-якого зовнішнього впливу – фізичного, хімічного або біологічного, поглинені внутрішньо радіонукліди будуть діяти за нормальним законом радіоактивного розпаду. Вони зовсім не підозрюють, що оточені клітинами печінки або щитовидної залози. Просто, як уточнювалося вище, нормальні біологічні процеси впливають на будь-які сполуки, що потрапили в організм. Той факт, що ці сполуки можуть бути радіоактивними, не має ніякого значення, цього організм не розуміє. У представлених обчисленнях передбачається, що і біологічне, і фізичне очищення діють за експоненціальним законом. Фізичне очищення записується в такий спосіб:

$$q_t = q_0 \cdot \exp^{-\lambda_\phi t},$$

де q_t – кількість радіоактивності (наприклад, вимірювана в бекерелях або мікрокюрі) у момент часу t в тілі або в якому-небудь органі. Індекс ϕ у постійній розпаду показує, що це постійна фізичного розпаду. Подібний вираз можна записати й для біологічного очищення:

$$q_t = q_0 \cdot \exp^{-\lambda_\phi t}.$$

Знову ж q_t і q_0 представляють активність у момент вимірювання й у початковий момент відповідно. Тут індекс ϕ означає, що лямбда є постійною біологічного розпаду.

Вище відзначалося, що біологічне й фізичне очищення повністю незалежні. Отже, можна записати рівняння для вмісту радіоактивності в тілі або в органі q_t залежно від часу завдяки дії об'єднаних ефектів біологічного й фізичного очищення:

$$q_t = q_0 \cdot \exp^{-\lambda_\phi t - \lambda_\phi t}.$$

Дотримуючись правил алгебри, цей вираз можна переписати як

$$q_t = q_0 \cdot \exp^{-(\lambda_\phi + \lambda_\phi)t}. \quad (6.11)$$

Для спрощення виразу зручно визначити нову постійну розпаду – ефективну постійну розпаду $\lambda_{\text{еф}}$, як показано у виразі

$$\lambda_{\text{еф}} = \lambda_\phi + \lambda_\phi.$$

Тоді вираз (6.11) можна переписати як

$$q_t = q_0 \cdot \exp^{-\lambda_{\text{еф}} t}.$$

Постійні розпаду пов'язані з періодами напіврозпаду співвідношеннями

$$T_\phi = \frac{\ln 2}{\lambda_\phi}, \quad T_\phi = \frac{\ln 2}{\lambda_\phi}, \quad T_{\text{еф}} = \frac{\ln 2}{\lambda_{\text{еф}}}.$$

Ефективний період напіввиведення визначається як час, необхідний організму або органу для виведення половини початкової

активності, беручи до уваги біологічне і фізичне очищення. $T_{\text{еф}}$ має надзвичайно велике значення у внутрішній дозиметрії. Внутрішня доза опромінення прямо пропорційна ефективному періоду напіввиведення. Чим довше радіоактивність виводиться, тим більша доза опромінення.

Передана еквівалентна доза – це повна доза, отримана людиною за наступні 50 років. Але необхідно пам'ятати, що потужність дози зменшується експоненціально з часом у міру виведення радіонукліда. Половина дози буде отримана протягом першого періоду напіввиведення, 75 % – протягом двох періодів і т. д. Можна показати, що більше 99 % повної дози будуть отримані протягом перших семи періодів напіввиведення. Ґрунтуючись на експериментальних даних по очищенню людського організму, можна зробити висновок, що, за винятком деяких радіонуклідів, що накопичуються в кістках, більшість їх виводяться протягом року після надходження.

З розглянутого видно, що еквівалентна доза, отримана в результаті надходження радіоактивних матеріалів усередину, пропорційна ефективному періоду напіввиведення, і може здатися, що дозу на забрудненого працівника можна зменшити, якщо ми зможемо змінити період напіввиведення. Звичайно, фізична складова періоду напіввиведення не може бути змінена. Проте у багатьох випадках можна впливати на швидкість фізіологічних процесів. Наприклад, у випадку забруднення води, що знаходиться в організмі, час біологічного очищення можна зменшити шляхом збільшення споживання рідини або використовувати діуретики для прискорення роботи нирок. Зважаючи, що це медичні процедури, то вони повинні проводитися за призначенням фізіотерапевта.

Розділ 7. ОСНОВИ НОРМУВАННЯ ІОНІЗУЮЧИХ ВИПРОМІНЮВАНЬ

З моменту виявлення негативної біологічної дії іонізуючого випромінювання виникла необхідність захисту й визначення безпечних рівнів опромінення для людини.

Питання регламентації опромінення виникло практично безпосередньо після відкриття рентгенівських променів і природної радіоактивності наприкінці XIX ст. У міру розширення наукових знань про біологічні ефекти й механізми дії іонізуючих випромінювань простежується тенденція зниження допустимої дози як для професіоналів, так і для населення.

Нормування радіаційного впливу пройшло шлях від «шкірної еритемної дози», прийнятої спочатку у вузькому колі рентгенологів і радіологів на початку XX ст., і такої, що через вісім діб викликала місцевий опік шкіри (за сучасними мірками це 5–7 Гр), до ефективної дози для населення 1 мЗв за рік наприкінці XX ст.

У 1921 р. був створений Британський комітет із захисту від рентгенівських променів і радію, на першому засіданні якого обговорювалася можливість «установлення гранично допустимої дози у формі особливого, біологічного стандарту, що піддається відтворенню, і вираження цього біологічного стандарту у фізичних одиницях». У липні того ж року цей комітет представив свої перші рекомендації з радіаційного захисту. У вересні 1922 р. перші рекомендації з радіаційного захисту опублікувало Американське рентгенівське товариство. У 1925 р. проблема була більш ясно сформульована Матчеллером: «Для того щоб визначити

товщину захисного екрана, необхідно знати дозу, яку працівник може перенести протягом тривалого періоду часу без наступних ушкоджень». Намагаючись установити таку дозу, Матчеллер та інші дослідники відібрали кілька людей, які, у зв'язку з професійними умовами, підпадали опроміненню протягом кількох років без видимих доказів якої-небудь шкідливої дії. Дозу опромінення, якій піддавалися ці особи, було визначено шляхом аналізу їхньої минулої роботи. Якщо використовувати тоді одиниці перевести в рентгени, то можна вважати, що ці співробітники одержували дози від 0,1 до 0,2 Р за день.

Другий міжнародний радіологічний конгрес, що зібрався в Стокгольмі в липні 1928 р., розглянув пропозиції щодо радіаційного захисту і створив Міжнародний комітет із захисту від рентгенівських променів і радію, який у 1950 р. був перейменований у Міжнародну комісію з радіологічного захисту. У 1931 р. Консультативний комітет США з захисту від рентгенівських променів і радію затвердив в якості гранично допустимої дози (ГДД) величину 0,2 Р в день, а Міжнародний комітет із захисту від рентгенівських променів і радію на засіданнях у 1934 р. у Цюріху і в 1937 р. у Чикаго під час Міжнародного конгресу з радіології рекомендував допустиму дозу 0,2 Р в день або 1,0 Р за тиждень. У 1936 р. Консультативний комітет США з захисту від рентгенівських променів і радію знизив гранично допустиму дозу до 0,1 Р в день. Головним базисом, на основі якого було встановлено

ці ГДД, усе ще були спостереження над людьми, які піддаються опроміненню за умовами роботи.

До 1942 р., поки в США не почав працювати перший ядерний реактор, ці ГДД становили інтерес переважно для медиків-радіологів. З 1942 р. питання радіаційного захисту й безпечних рівнів опромінення стали актуальними як для населення, так і для багатьох тисяч робітників, які піддаються опроміненню за умовами роботи. Необхідність одержання більш точних відомостей, на яких могло б бути засноване визначення ГДД, стала зрозумілою для багатьох учених.

Число осіб, залучених до виробництва матеріалів, що діляться, і роботи з ними, різко зросло в 40-х роках минулого століття у зв'язку зі створенням атомної промисловості для виробництва ядерної зброї, а потім у зв'язку з розвитком атомної енергетики. З тих пір нормативна база щодо дозових лімітів на основі накопичених знань про механізми дії і наслідки впливу іонізуючих випромінювань на біологічні організми інтенсивно вдосконалюється. Часто технічні умови виробництва не дозволяли забезпечувати обмеження навіть щодо високих дозових навантажень. Так, на плутонієвому комбінаті «Маяк» цілодобово працюючі здравпункти до 1954 р. приймали в будь-яку годину дня і ночі працівників комбінату, касета яких за зміну набирала дозу в 25 Р і більше. На комбінаті зберігається касета І. В. Курчатова з дозою разового опромінення 42 Р.

У період «холодної» війни встановлені для населення при масовому застосуванні ядерної зброї високі дози зовнішнього опромінення, що не приводять до втрати працездатності, були досить високі: при однократному опроміненні (до чотирьох діб) – 50 Р, при багаторазовому – протягом

10–30 діб – 100 Р, трьох місяців – 200 Р, протягом року – 300 Р.

Після багаторазових обговорень МКРЗ визначила гранично допустиму дозу як «дозу іонізуючого випромінювання, яка, як можна думати у світлі сучасних знань, не повинна спричинити помітного тілесного ушкодження людського організму протягом всього його життя». «Помітне тілесне ушкодження організму» визначається як «усяке тілесне ушкодження або симптоми, які викликають у даної особи неприємні відчуття й (або) які компетентний лікар вважає шкідливими для здоров'я й самопочуття даної особи».

При спробі встановити чисельне значення ГДД необхідно брати до уваги той факт, що людина завжди піддається впливам іонізуючих космічних променів і випромінювань, що походять від природних радіоактивних елементів.

Верхня межа допустимого опромінення повинна ґрунтуватися на досвіді осіб, які працюють протягом останніх 60 років з випромінюванням (головним чином медиків), а також на відповідних експериментах над тваринами. Існувало кілька причин, які утруднювали інтерпретацію даних щодо впливу випромінювань на людський організм.

По-перше, приблизно до 1942 р. були відсутні надійні засоби вимірювання рівня опромінення. По-друге, тривалий прихований період дії випромінювань (іноді 25 років) не дозволяв установити безпосередній зв'язок між причиною й наслідком. По-третє, біологічні різниці серед людей настільки великі, що окремі з них, які зазнали переопромінення, не постраждали, тоді як інші особи, стосовно яких не було відомо, що вони переопромінилися, вмерли, наприклад від лейкемії, викликаной опроміненням.

7.1. Принципи нормування іонізуючих випромінювань

Принцип обмеження дози опромінення людини є основою в сучасних концепціях нормування радіаційного впливу, він дозволяє відвернути шкідливі стохастичні та звести до мінімуму стохастичні й генетичні наслідки опромінення. Кінцевою метою цього принципу є обмеження внутрішнього й зовнішнього опромінення персоналу, окремих осіб із населення й усього населення при широкому використанні ядерних реакторів та інших джерел іонізуючого випромінювання.

Правильна організація технологічного процесу, проведення необхідних захисних заходів, забезпечення ретельного контролю можуть зменшити ступінь впливу іонізуючого випромінювання на людину. Але як найчастіше технічно неможливо, а іноді й економічно недоцільно повністю виключити вплив несприятливих факторів при роботі біля доменної печі, у шахті, на хімічному заводі або на транспорті, так і при використанні ядерної енергії не можна повністю виключити можливість опромінення.

Тому одним з найважливіших завдань радіаційної безпеки є встановлення границь небезпеки. Тобто необхідно науково обґрунтувати критерій і підхід до вибору тих рівнів впливу іонізуючих випромінювань, при яких забезпечується захист окремих осіб, їхнього потомства й людства в цілому та створення відповідних умов для необхідної практичної діяльності, під час здійснення якої люди можуть піддаватися впливу іонізуючих випромінювань.

Ця необхідність випливає з багатовікового досвіду виробничої діяльності людини, який показує, що система охорони праці, яка ґрунтується на регламентації допустимих рівнів несприятливих факторів, обумовлених виробничою діяльністю, і строгий

контроль їх дотримання забезпечують розвиток нових прогресивних технологій без помітного збитку для здоров'я кожного індивідуума й популяції в цілому.

Міжнародна комісія з радіаційного захисту встановила три взаємозалежні принципи регламентації дозових навантажень, які можна сформулювати за допомогою таких скорочених виразів:

виправданість практичної діяльності;

оптимізація радіаційного захисту (принцип ALARA);

встановлення лімітів індивідуальної дози й ризику.

Реалізація цих принципів на практиці, особливо другого принципу, за задумом МКРЗ, повинна бути поставлена на кількісну основу. Цей принцип впливає з визнання безпорогової залежності «доза – ефект» в області малих доз, характерних для регламентованих рівнів опромінення персоналу й населення. МКРЗ постулювала лінійну залежність біологічного ефекту від дози для низького рівня опромінення.

На сьогоднішню концепція лінійної, безпорогової дії радіації є офіційною доктриною, на базі якої здійснюють нормування доз опромінення й приймають рекомендації з радіаційного захисту. З цієї доктрини випливає, що будь-яка як завгодно мала доза випромінювання не є безпечною для людини.

З іншого ж боку, повинні бути забезпечені умови широкого практичного використання прогресивних технологій і, зокрема, атомної техніки.

Таким чином, основним принципом нормування допустимих рівнів іонізуючих випромінювань, що впливають з концепції лінійної, безпорогової дії радіації, повинна бути всебічна об'єктивна оцінка користі, яку отримує суспільство в результаті застосування атомної техніки, і шкоди, обумовленої впливом іонізуючих випромінювань на професійних працівни-

ків і населення в цілому. Інакше кажучи, регламентація допустимих меж опромінення повинна базуватися на концепції прийнятного ризику.

Нормування за критерієм прийнятного ризику дає можливість переконливо показати, що регламентовані дозові ліміти мають високий рівень безпеки, спостережуваний у порівнянні з найбільш сприятливими галузями промисловості. При цьому повинні реалізовуватися умови, що впливають із третього принципу регламентації дозових навантажень, – неперевищення визначених індивідуальних дозових лімітів. Установлення ліміту дози (ЛД), з одного боку, має на меті запобігання нестохастичних ефектів. З огляду на це й те, що розподіл видів користі й шкоди серед людей буде нерівномірним, процес співвідношення користі й шкоди буде правильним лише в тому випадку, якщо шкода для кожного індивідуума не буде перевищувати прийнятний рівень.

У зв'язку з тим, що дотепер не вироблені єдині соціально-економічні критерії, які дозволяють у кількісному вираженні співвіднести шкоду й користь для суспільства не тільки економічну, але й з урахуванням фактора здоров'я, то рівень створюваного ризику в різних сферах виробничої діяльності ґрунтується поки на стихійно встановлюваних у суспільстві критеріях між користю й шкодою, прийнятних на даному етапі розвитку суспільства. Вони ґрунтуються, якоюсь мірою, на порівнянні з масштабом ризику в житті сучасної людини, обумовленого факторами природного середовища перебування. Тому МКРЗ рекомендує при нормуванні радіаційного фактора прийнятний ризик визначати шляхом порівняння з ризиком від інших видів професійної діяльності.

7.2. Міжнародні правила та рекомендації

Міжнародна комісія з радіаційного захисту у своїх публікаціях до початку 90-х років запропонувала нову систему нормування дозових лімітів від впливу іонізуючого опромінення на людину. Практичним втіленням усіх наукових досліджень у галузі протирадіаційного захисту й радіаційної безпеки стали підготовка й видання Міжнародних основних норм безпеки для захисту від іонізуючих випромінювань і безпеки джерел випромінювань. Метою документа є встановлення основних вимог до захисту від ризиків, пов'язаних з опроміненням людини внаслідок впливу іонізуючих випромінювань, і до безпеки джерел випромінювання, які можуть створювати таке випромінювання.

Ключовим документом, що визначає сучасну міжнародну методологію протирадіаційного захисту, є Публікація 60 МКРЗ, у якій комісія підтвердила своє рішення про введення нових лімітів доз для обмеження опромінення професіоналів і населення в практичній діяльності й рекомендації щодо планування втручань при обмеженні опромінення в аварійних ситуаціях і ситуаціях хронічного опромінення людини, техногенно-підсиленими джерелами природного походження.

У Публікації 60 МКРЗ уточнено й розглянуто основні принципи, використовувані при захисті людини від впливу іонізуючого випромінювання. Даною публікацією Комісія затвердила нові підходи до дозиметричних величин, біологічних аспектів радіаційної безпеки, її концептуальні основи, систему радіаційної безпеки при нормальній практичній діяльності та втручанні.

Уведено класифікацію видів людської діяльності. Вони підрозділені на такі, що збільшують опромінення, які названі «практичною діяльністю», і такі, що зменшують його, названі «втручанням».

Принципи регламентації дозових навантажень для знову пропонованої й триваючої практичної діяльності залишилися такими, як і були, але зазнали змін убік деталізації й уточнення:

ніяка практична діяльність, пов'язана з опроміненням, не повинна прийматися, якщо користь від неї для опромінених осіб або суспільства в цілому не перевищує збитку від викликаного нею опромінення (виправданість практичної діяльності);

для будь-якого окремого джерела в рамках даної практичної діяльності значення індивідуальних доз, число опромінених осіб і можливість піддатися опроміненням, які не обов'язково стануться, повинні підтримуватися на настільки низьких рівнях, які тільки можуть бути розумно досягнуті з урахуванням економічних і соціальних факторів. Цю процедуру варто обмежувати, звужуючи діапазон доз у окремих осіб (використовуючи граничні дози) або зменшуючи ризик для окремих осіб у випадку потенційних опромінь (використовуючи граничні ризики), щоб покласти край несправедливості, яка може виникнути в результаті процедури економічного й соціального виправдання (оптимізації захисту);

опромінення окремих осіб від сполучення всіх відповідних видів практичної діяльності повинне обмежуватися лімітами дози або контролем ризику у випадку потенційного опромінення. Їх ціль – забезпечити, щоб жоден з людей не піддавався ризикам від опромінення, які вважаються неприйнятними для цих видів практичної діяльності в будь-яких нормальних умовах. Не всі джерела піддаються контролю шляхом впливу на них, і потрібно визначити, які з

них варто враховувати перед вибором ліміту дози (ліміту індивідуальної дози й ризику).

Рекомендована МКРЗ система радіаційної безпеки для втручання заснована на основних принципах:

передбачуване втручання повинне принести більше користі, ніж шкоди, тобто зменшення збитку в результаті зменшення дози повинне бути достатнім, щоб виправдати шкоду від втручання й витрати на нього, включаючи соціальні витрати;

форма, масштаб і тривалість втручання повинні бути оптимізовані таким чином, щоб чиста користь від зменшення дози, тобто користь від зменшення збитку від випромінювання за винятком збитку, пов'язаного з втручанням, була максимальною.

Комісія заперечує проти застосування лімітів дози для ухвалення рішення про необхідність або рамки втручання. Вона вважає, що визначені заздалегідь ліміти можуть виявитися непорівнянними з отриманою від втручання користю і будуть суперечити першому принципу радіаційної безпеки, хоча змушена зробити застереження про неприпустимість доз, здатних викликати серйозні детерміновані ефекти.

У Росії в якості юридичної основи нормування іонізуючих випромінювань прийнято нормативний документ «Норми радіаційної безпеки (НРБ-96)». Три вищенаведених принципи, що використовуються в практичній діяльності, знайшли в цих нормах своє відображення, а саме:

не повинна здійснюватись будь-яка діяльність, пов'язана з використанням іонізуючих випромінювань, якщо користь для окремих осіб і суспільства в цілому не перевищує ризик, обумовлений додатковим до природного радіаційного фону опроміненням (принцип обґрунтування);

при використанні будь-якого джерела іонізуючого випромінювання рівні інди-

відуальних доз опромінення людей і число осіб, які опромінюються, повинні підтримуватися на настільки низькому рівні, наскільки це може бути досягнуте з урахуванням економічних і соціальних факторів (принцип оптимізації);

індивідуальна доза опромінення персоналу й населення від усіх джерел у процесі їх експлуатації не повинна перевищувати чинних дозових лімітів (принцип нормування).

Відзначимо найбільш значимі особливості в НРБ-96 і в рекомендаціях МКРЗ, що істотно відрізняються від принципів нормування іонізуючих випромінювань в Україні.

Починаючи з 1990 р., проведено реорганізацію основних нормованих дозиметричних величин і понять, що привело, в основному, до нижченаведеного комплексу нових величин, які ще не знайшли широкого відображення у вітчизняній практиці й літературі:

Доза еквівалентна – поглинена доза в органі або тканині, помножена на відповідний зважувальний коефіцієнт для даного випромінювання, W_R :

$$H = W_R \cdot D_{\text{полг } T, R},$$

де $D_{\text{полг } T, R}$ – середня поглинена доза в органі або тканині T , а W_R – зважувальний коефіцієнт для випромінювання R .

Якщо поле випромінювання складається з декількох випромінювань із різними величинами W_R , то еквівалентна доза визначається як

$$H = \sum W_R \cdot D_{\text{полг } T, R}.$$

Одиницею вимірювання еквівалентної дози є $\text{Дж} \cdot \text{кг}^{-1}$, що має спеціальне найменування «зіверт» (Зв).

Зважувальні коефіцієнти для окремих видів випромінювання:

фотони будь-яких енергій – 1;

електрони й мюони будь-яких енергій – 1;

нейтрони енергій:

- менше 10 кеВ – 5;
- від 10 кеВ до 100 кеВ – 10;
- від 100 кеВ до 2 МеВ – 20;
- від 2 до 20 МеВ – 10;
- більше 20 МеВ – 5;

протони, крім протонів віддачі, енергія більше 2 МеВ – 5;

α -частинки, осколки поділу, важкі ядра – 20.

Доза ефективна – дозиметрична величина, використовувана як міра ризику виникнення віддалених наслідків опромінення всього тіла людини й окремих його органів з урахуванням їх радіочутливості. Вона являє собою суму тканинних еквівалентних доз, кожна з яких помножена на відповідний тканинний зважувальний коефіцієнт

$$E = \sum_T W_T \cdot H,$$

де H – еквівалентна доза в тканині T , а W_T – тканинний зважувальний коефіцієнт для тканини T .

З визначення еквівалентної дози випливає, що

$$\begin{aligned} E &= \sum_T W_T \cdot \sum_R W_R \cdot D_{\text{полг } T, R} = \\ &= \sum_R W_R \cdot \sum_T W_T \cdot D_{\text{полг } T, R}, \end{aligned}$$

де W_R – зважувальний коефіцієнт випромінювання для випромінювання R ; $D_{\text{полг } T, R}$ – середня поглинена доза в органі або тканині T .

Одиниця вимірювання ефективної дози – $\text{Дж} \cdot \text{кг}^{-1}$ або зіверт (Зв).

Зважувальні коефіцієнти для тканин і органів:

- гонади – 0,20;
- кістковий мозок (червоний) – 0,12;
- товста кишка – 0,12;
- легені – 0,12;

шлунок – 0,12;
сечовий міхур – 0,05;
грудна залоза – 0,05;
печінка – 0,05;
стравохід – 0,05;
щитовидна залоза – 0,05;
шкіра – 0,01;
клітини кісткових поверхонь – 0,01;
інше – 0,05*.

Значення W_T обрано такими, щоб рівномірне по всьому тілу опромінення в даній еквівалентній дозі давало значення ефективної дози, чисельно рівне цій еквівалентній дозі. Отже, сума тканинних масових множників дорівнює одиниці. Зважена еквівалентна доза (двічі зважена поглинена доза) раніше називалася у вітчизняній літературі ефективною еквівалентною дозою.

Доза ефективна колективна – величина, що визначає повний вплив випромінювання на популяцію, визначається у вигляді

$$S = \sum_i E_i \cdot N_i,$$

де E_i – середня ефективна доза на i -ту підгрупу популяції; N_i – число людей у підгрупі.

Ризик – багатозначна величина, що виражає загрозу, небезпеку або можливість заподіяння шкоди або біологічних вражаючих наслідків у результаті фактичного й потенційного опромінення. Вона пов'язана з такими величинами, як імовірність виникнення конкретних шкідливих наслідків, а також масштаб і характер таких наслідків.

В області малих доз (менше 0,5 Зв) індивідуальний і колективний ризики виникнення стохастичних ефектів визначаються як

$$r = p(E) \cdot r_E \cdot E, \\ R = p(S_E) \cdot r_E \cdot S_E, \quad (7.1)$$

де r , R – індивідуальний і колективний ризики відповідно; E , S_E – індивідуальні й колективна ефективні дози відповідно; $p(E)$, $p(S_E)$ – імовірність подій, що створюють дози E і S_E відповідно; r_E – коефіцієнт ризику від невиліковного раку, серйозних спадкових ефектів і виліковного раку (приведеного по шкоді до наслідків від невиліковного раку).

Коефіцієнт ризику по НРБ-96 дорівнює: $r = 5,6 \cdot 10^{-2} (\text{люд.-Зв})^{-1}$ для професійного опромінення й $r = 7,3 \cdot 10^{-2} (\text{люд.-Зв})^{-1}$ для населення.

У публікаціях МКРЗ дається більш детальна інформація про значення коефіцієнтів ризику (табл. 7.1).

До 1990 р. відповідно до рекомендацій МКРЗ приймалися значення коефіцієнтів радіаційного ризику:

$1,25 \cdot 10^{-2} (\text{люд.-Зв})^{-1}$ – від смертельного й не смертельного ризику;

$4 \cdot 10^{-3} (\text{люд.-Зв})^{-1}$ – від спадкових ефектів;

$1,65 \cdot 10^{-2} (\text{люд.-Зв})^{-1}$ – сумарний коефіцієнт.

Для подій з важкими наслідками від детермінованих ефектів приймаються, у консервативних цілях, визначення індивідуального й колективного ризиків:

$$r = p(E),$$

$$R = p(E) \cdot N,$$

де N – чисельність популяції, що піддається радіаційному впливові в дозі $E > 0,5 \text{ Зв}$.

* При розрахунках урахувати, що рубрика «інше» складається з надниркових, головного мозку, верхнього відділу товстого кишечника, тонкого кишечника, нирок, м'язової тканини, підшлункової залози, селезінки, виличкової залози й матки.

Таблиця 7.1. Значення коефіцієнтів радіаційного ризику r_E , що обумовлюють стохастичні ефекти

$r_E \cdot 10^{-2} (\text{люд.} \cdot \text{Зв})^{-1}$				
Опромінюваний контингент	Невиліковний рак	Виліковний рак	Важкі спадкові ефекти	Сума
Працюючі дорослі	4,0	0,8	0,8	5,6
Усе населення	5,0	1,0	1,3	7,3

Відповідно до НРБ-96 зниження ризику до якомога нижчого рівня (оптимізацію) варто здійснювати з урахуванням двох обставин:

основна межа ризику регламентує потенційне опромінення від усіх можливих джерел. Тому для кожного джерела при оптимізації встановлюється межа ризику;

при зниженні ризику потенційного опромінення існує мінімальний рівень ризику, нижче якого ризик вважається зневажливо малим і подальше зниження ризику недоцільне.

Межа індивідуального ризику для професійного опромінення приймається $1,0 \cdot 10^{-3}$ за рік, для населення – $1,0 \cdot 10^{-4}$ за рік.

Рівень зневажливо малого ризику розділяє область оптимізації ризику й область безумовно прийнятного ризику й становить 10^{-6} за рік.

У своїх нових рекомендаціях МКРЗ залишила тільки дві категорії осіб, які опромінюються: працюючих (персонал) і все населення (популяцію), об'єднавши колишні категорії Б і В. Ліміти дози, рекомендовані на сьогодні МКРЗ, наведено в табл. 7.2.

Таблиця 7.2. Рекомендовані ліміти дози

Нормована величина	Ліміт дози, мЗв	
	професійний	для населення
Ефективна доза	20 мЗв/рік, усереднені за певні періоди в 5 років*	1 мЗв/рік**
Річна еквівалентна доза на:		
кришталіки очей	150	15
шкіру	500	50
кисті та стопи	500	–

* З додатковою умовою, що ефективна доза не повинна перевищувати 50 мЗв за будь-який окремий рік. На професійне опромінення вагітних жінок накладають додаткові обмеження.

** В особливих умовах в окремий рік допустимі більші значення ефективної дози за умови, що середня доза за 5 років не перевищить 1 мЗв за рік.

У роботах деяких авторів частково виконане порівняння основних величин і їхніх меж, рекомендованих МКРЗ і регламентованих національними нормами України НРБУ-97. У результаті показано, що при локальному опроміненні деяких критичних органів у НРБУ-97 навіть при більшому (у 5 разів), ніж у рекомендаціях, значення лі-

міту дози при опроміненні всього тіла виявляються більш «гуманними» в порівнянні з МКРЗ. Але тільки при локальному опроміненні більшої частини критичних органів. При опроміненні всього тіла людини проникною радіацією висновок змінюється з точністю до «навпаки», тому що НРБУ-97 допускають опромінювати людину в цьому

випадку в 5 разів більшою дозою. Таким чином, у загальному випадку не можна стверджувати, яка концепція є кращою.

У процесі зіставлення виявляється також логічна відповідність між сортуванням критичних органів на групи й вишиковуванням їх відповідно до величин W_T . Нижче наведено відношення ЛД при опроміненні всього тіла до ЛД_T для окремих органів T (відносна чутливість W_T).

Групи критичних органів і їхня відносна чутливість:

I група ($W_T = 1$) – усе тіло, гонади й червоний кістковий мозок;

II група ($W_T = 1/3$) – м'язи, щитовидна залоза, жирова тканина, печінка, нирки, селезінка, ШКТ, легені, кристалик ока й інші органи, за винятком тих, які належать до I і III груп;

III група ($W_T = 1/6$) – шкірний покрив, кісткова тканина, передпліччя, гомілки й ступні.

Для кількісної реалізації принципів «виправданість практичної діяльності» й «оптимізація захисту» МКРЗ рекомендує використовувати концепцію «користь – витрати». Відповідно до цієї концепції прийняті заходи для радіаційної безпеки є оптимальними, якщо вони приводять до максимальної користі від даного виробництва.

При проведенні аналізу співвідношення «користь – витрати» поняття «користь» потребує включення всіх видів користі, які отримує все суспільство, а не тільки окремі індивідууми. «Збиток», у загальному вигляді, визначають як математичне очікування збитку, викликаного опроміненням, причому беруть до уваги не тільки ймовірність виникнення кожного виду шкідливості ефекту, але й ступінь його важкості. Збиток, у широкому значенні слова, визначають як суму всіх несприятливих ефектів будь-

якого виду діяльності, зокрема фінансову вартість і шкоду для здоров'я людини.

Чисту користь B від одержуваного продукту або впровадження якого-небудь виробництва, пов'язаного з іонізуючим випромінюванням, можна вважати рівною різниці між загальною користю V і сумою трьох компонентів: основної вартості виробництва P , вартості досягнення обраного рівня безпеки X і вартості виникаючого збитку Y , пов'язаного з даною операцією або з виробництвом, а також з використанням і розподілом продукції. Величина Y відображає втрати для суспільства, пов'язані з недостатнім ступенем захищеності.

Виходячи з цього, МКРЗ вважає, що можна формалізувати загальні методи щодо прийняття рішень для виконання основних принципів радіаційного захисту. Ця формалізація зводиться до наступного:

$$B = V - (P + X + Y); \quad (7.2)$$

$$B \rightarrow \max; \quad X + Y \rightarrow \min; \quad (7.3)$$

$$D < \text{ЛД}, \quad (7.4)$$

де D – індивідуальна доза. Тут у формулі (7.3) підкреслено загальну тенденцію в зміні величин, а в (7.4) – умову неперевищення дозових лімітів.

Вид діяльності виправданий, якщо можна знайти такі значення змінних, при яких

$$B > 0. \quad (7.5)$$

При оптимізації величини соціально-економічного критерію виправданості технології й прийнятності радіаційного ризику у формулі (7.4) зручно в якості незалежної змінної величини використовувати колективну ефективну дозу S_E . Відповідно до (7.5), подібно до колективного ризику, колективна доза є мірою соціального збитку даного виду діяльності для суспільства. Точно також, будь-який обраний рівень безпеки (ступінь захищеності) характеризується колективною дозою. Необхідно пам'ятати, що принципи

ALARA застосовуються і до індивідуальних і до колективних доз. Так, не розуміючи цього, незабаром після введення ALARA на деяких підприємствах зменшували середню дозу на працівника шляхом використання більшої кількості працюючих.

Величини V і P для даного виду діяльності можна вважати постійними, які не залежать від S_E . З величиною S_E зв'язані величини Y і X . При зменшенні S_E відповідно знижуються втрати, пов'язані з недостатньою захищеністю Y , але збільшуються витрати на досягнення цього рівня X (витрати на безпеку й захист). Збільшення S_E озна-

чає, що витрати на радіаційну безпеку X зростає, а вартість виникаючого збитку Y також зростає. Якісно цей підхід проілюстровано на рис. 7.1. При значенні S_E залежність $X + Y$ від S_E має мінімум, що відповідає оптимальному рівню радіаційної безпеки при впровадженні в практику даного виробництва.

При цьому, відповідно до формули (7.4), ліміти доз призначені обмежити збиток прийнятними рівнями ризику у випадку нерівномірності розподілу користі й збитку серед людей для окремих індивідумів.

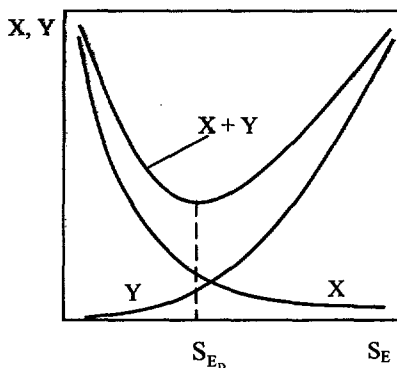


Рис. 7.1. Графічна ілюстрація використання концепції «користь – витрати»

Обмеження стохастичних ефектів досягають підтримкою колективних доз на такому низькому рівні, якого можна досягти при урахуванні соціальних і економічних факторів. Звідси ліміти доз обмежують індивідуальний ризик, а оптимізація – колективний ризик.

Основні труднощі при оцінках виправданості даного виду діяльності й оптимізації захисту полягають у складності вираження користі й збитку в однакових одиницях. Корисний ефект, виробничі витрати й витрати на радіаційну безпеку, як правило, виражаються у вартісних (грошових) показниках. Необхідність же оцінки збитку для

здоров'я, особливо смертей, у грошовому вираженні багатьох приводить у збентеження. Вони вважають, що тут існуючі проблеми «у самому істотному виступають як світоглядні, ідеологічні, психологічні, оскільки вони безпосередньо торкаються фундаментальних основ уявлень про цінність людського життя».

І все-таки МКРЗ вважає, що одержанню оцінок (7.2) і (7.3) допоможе вираження одиниці ефективної дози через грошовий еквівалент. У багатьох випадках гарною апроксимацією зв'язку між вартістю збитку, завданого здоров'ю Y_H , і колективною дозою є вираз

$$Y_H = \alpha \cdot S_E, \quad (7.6)$$

де α – вартість одиниці колективної дози.

Це має місце, наприклад, коли всі індивідуальні дози малі й нестохастичні ефекти виключені. Тоді Y_H називається економічним еквівалентом об'єктивного збитку, завданого здоров'ю.

Якщо відкинути етичні труднощі використання монетарного підходу, то з формул (7.1) і (7.6) випливає

$$Y_H = \frac{\alpha}{r_E} R. \quad (7.7)$$

Якщо припустити, що $R = 1$ (один фатальний результат), виходить

$$Y_H(R=1) = \frac{\alpha}{r_E},$$

де $Y_H(R=1)$ – вартість збитку від одного летального наслідку.

Якщо тут взяти коефіцієнт ризику від смертельного раку й не смертельного раку (приведеного по шкоді до наслідків від смертельного раку) $r_E = 4,8 \cdot 10^{-4}$ (люд.-бер) $^{-1}$, а $\alpha = 200$ дол./ (люд.-бер) (Публікація № 22 МКРЗ), то $\alpha/r_E \approx 0,4$ млн дол. на один летальний наслідок. У такому трактуванні α/r_E формально виглядає як середня ціна життя людини.

Однак пропонується підійти до грошової оцінки збитку з інших позицій. Так, на думку закордонних авторів, грошове вираження збитку відповідно до співвідношення (7.7) означає лише те, що суспільство не може витратити нескінченну суму грошей на порятунок людини. І мова тут іде не про ціну життя людини, а про те, скільки коштів суспільство може витратити для того, щоб урятувати життя. І що гуманізм полягає не в тім, щоб вилікувати одного хворого, відмовивши в медичній допомозі п'ятдесятьом іншим.

У США ставлення до обговорюваного питання юридично закріплене. Наприклад,

для керівного складу ліцензованих підприємств діє «Розподіл відповідальності стосовно дотримання принципів ALARA», який містить твердження про те, що повинні вноситися зміни, якщо з їхньою допомогою можна досягти істотного зменшення дози випромінювання при розумній ціні. Це, у свою чергу, робить актуальним завдання про встановлення вартості одного людино-бера в грошовому вираженні. Інакше кажучи, наскільки великі кошти повинні розумно затратитися для зменшення колективної дози на один людино-бер. Це питання обговорюється вже багато років, тому що багато представників населення хотіли б прийняти величину вартості одного людино-бера значно більшу, ніж випливає з біологічної екстраполяції радіаційного ризику.

З міжнародних дискусій на цю тему стає ясно, що ціна людського життя різна в різних країнах. Це є результатом позицій МКРЗ, яка вважає, що величина вартості людино-бера є національним рішенням і приймається регулюючими органами кожної країни. Так, у США перша настанова, яка визначала вартість людино-бера, вийшла в 1976 р. Настанова використовувала величину 1000 дол. за людино-бер як припустиму в доларах 1975 р. У 1980 р. у регламентуючих документах запропоновано, що якщо зниження дози може бути досягнуте за ціною, меншою або рівною 2000 дол. за людино-бер, то ця ціна є прийнятною. Це число з'явилося шляхом корекції вищезгаданих 1000 дол. на фактор інфляції і виражене в доларах 1980 р.

В індустрії атомних електростанцій США звичайно використовується більш консервативна величина в 5000 дол. на людино-бер (тоді $\alpha/r_E \approx 10$ млн дол. на один летальний наслідок). Аналіз «ціна – вигода» здійснюється шляхом обчислень за результатами зниження колективної дози протягом року на конкретному виробництві при здійсненні

деякої акції (наприклад, добавка 5 см свинцевого захисту над джерелом). Обчислюється ціна проваджуваних змін. Вартість повинна включати вартість капітальних конструкцій або нового обладнання, поділену на роки експлуатації вдосконаленої системи, вартість річного утримання й вартість простою підприємства протягом реконструкції. Якщо вартість змін менша, ніж сумарна вартість одержуваних людино-берів без проведення змін, то зміни необхідно робити.

У НРБ-96 для розрахунку ймовірнісних втрат та обґрунтування витрат на радіаційний захист при реалізації принципу оптимізації приймається, що опромінення колективною ефективною дозою в 1 люд.-Зв приводить до втрати близько 1 люд.-року життя населення.

7.3. Національні правила і норми

З моменту утворення України як незалежної держави на її території діяли всі нормативні документи колишнього Радянського Союзу, що визначали, зокрема, порядок і правила дій у галузях радіаційної безпеки, поводження з радіоактивними відходами та в інших сферах діяльності атомної енергетики.

Розвиток національної правової й нормативної бази в Україні здійснюється за дворівневою ієрархією: верхній рівень – закони України, нижній – нормативні документи. Між новим законодавством і старими нормативними документами існує деяка невідповідність, тому актуальним завданням сьогодняшнього дня є розробка нових нормативних документів, а також перегляд і вдосконалювання застарілих.

На сьогодні основним документом, який регламентує питання радіаційної безпеки, є норми радіаційної безпеки України НРБУ-97, уведені Міністерством охорони здоров'я

України з 1 січня 1998 р. замість раніше діючих норм радіаційної безпеки НРБ-76/87.

При розробці НРБУ-97 використано міжнародний досвід у галузі протирадіаційного захисту, викладений в останніх публікаціях МКРЗ. Нові норми радіаційної безпеки враховують ситуацію, що склалася в Україні після аварії на Чорнобильській АЕС, і базуються на масивному фактичному цифровому матеріалі, а також досвіді, придбаному в процесі проведення робіт з ліквідації наслідків аварії.

Основними положеннями нових норм і правил з радіаційної безпеки є:

прийняття концепції ефективної дози. Ефективна доза – це сума еквівалентних доз у всіх органах і тканинах організму, зважених за ймовірністю виникнення стохастичних ефектів;

прийняття основних міжнародних принципів радіаційного захисту – принцип обґрунтованості опромінення, принцип оптимізації захисту й принцип неперевиконання основних дозових лімітів;

прийняття концепції безпорогової дії іонізуючої радіації для стохастичних ефектів опромінення;

використання лінійної залежності «доза – ефект», в окремих випадках – лінійно-квадратичної залежності;

використання вік-залежних моделей і параметрів при створенні системи допустимих рівнів (вторинні рівні) для населення (категорія В).

У НРБУ-97 введено такі категорії опромінюваних осіб:

А – особи з числа персоналу, які постійно або тимчасово працюють безпосередньо з джерелами іонізуючого випромінювання;

Б – особи з числа персоналу, які безпосередньо не зайняті роботою із джерелами іонізуючих випромінювань, але у зв'язку з розташуванням робочих місць у приміщеннях і на промислових майданчиках об'єктів

з радіаційними технологіями можуть одержувати додаткове опромінення;

В – усе населення.

Норми радіаційної безпеки НРБУ-97 визначають для використання такі величини й одиниці:

бекерель (Бк) – одиниця активності в системі СІ. Один бекерель дорівнює одному ядерному перетворенню в секунду або 0,027 нКи;

бер (бер) – біологічний еквівалент рада, позасистемна одиниця еквівалентної або ефективної дози іонізуючого випромінювання: 1 бер = 0,01 Зв = 0,01 Дж · кг⁻¹;

грей (Гр) – одиниця поглиненої дози іонізуючого випромінювання (у системі СІ). Позасистемна одиниця – рад. 1 Гр = 100 рад = 1 Дж · кг⁻¹;

зіверт (Зв) – одиниця еквівалентної й ефективної дози в системі СІ. Позасистемна одиниця – бер. 1 Зв = 1 Дж · кг⁻¹ = 100 бер;

кюрі (Ки) – позасистемна одиниця активності радіонукліда. Один кюрі дорівнює активності 1 г ²²⁶Ra, у якому за 1 с відбувається 37 мільярдів ядерних перетворень;

рад (рад) – позасистемна одиниця поглиненої дози іонізуючого випромінювання. Дорівнює енергії випромінювання 100 ерг, поглиненою масою 1 г: 1 рад = 0,01 Дж · кг⁻¹ = 0,01 Гр;

рентген (Р) – одиниця експозиційної дози фотонного випромінювання, при проходженні якого крізь 0,001293 г повітря в результаті завершення всіх іонізаційних процесів у повітрі утворюються іони, що несуть одну електростатичну одиницю кількості електрики кожного знака. 0,001293 г – це маса 1 см³ атмосферного сухого повітря при нормальних умовах: температурі 0 °С і тискові 1013 гПа (760 мм рт. ст.);

електрон-вольт (еВ) – позасистемна одиниця для вимірювання енергії іонізуючого випромінювання: 1 еВ = 1,6 · 10⁻¹⁹ Дж.

Норми радіаційної безпеки НРБУ-97 поширюються на ситуації опромінення людини іонізуючими випромінюваннями в умовах:

нормальної експлуатації промислових джерел іонізуючих випромінювань;

медичної практики;

радіаційних аварій;

опромінення техногенно-підсиленими джерелами природного походження.

Норми радіаційної безпеки НРБУ-97 включають чотири групи радіаційно-гігієнічних регламентованих величин. Гігієнічні регламенти включають ліміти доз як базові, основні ліміти, і допустимі рівні як короткочасно діючі регламенти у випадках планування спеціальних робіт або регіональні регламенти, що фіксують досягнуте радіаційне благополуччя. Крім цього введено рівні втручання й рівні дії в аварійних ситуаціях і ситуаціях хронічного опромінення.

Перша група – регламенти, для контролю практичної діяльності. Їхньою метою є забезпечення опромінення персоналу й населення на прийнятому для індивідуума й суспільства рівні, а також підтримка радіаційно-прийнятного стану навколишнього середовища й технологій радіаційно-ядерних об'єктів як з позицій обмеження опромінення персоналу й населення, так і з позицій зниження ймовірності виникнення аварій на них. Дані регламенти включають наукове обґрунтування числових значень лімітів доз і допустимих рівнів, установлюваних для категорій А, Б, В опромінюваних осіб. До цієї групи входять: ліміти доз, допустимі рівні й контрольні рівні.

Друга група – регламенти, метою яких є обмеження опромінення людини від медичних джерел. Регламенти другої групи включають рекомендовані граничні рівні індивідуальних ефективних доз опромі-

нення при проведенні різних терапевтичних і діагностичних рентгенівських і радіологічних медичних процедур. Дані регламенти включають вимоги до обмеження медичного опромінення пацієнтів і добровольців, що допомагають хворим при проведенні медичних процедур, тих, хто бере участь у проведенні науково-дослідних робіт, і населення при профілактичних дослідженнях. До цієї групи входять рекомендовані рівні.

Третя група – регламенти, що стосуються відверненої внаслідок втручання дози опромінення населення в умовах радіаційної аварії. Регламенти третьої групи включають рівні втручання при радіаційних аваріях, представлено види, масштаби й фази радіаційних аварій, а також викладено вимоги щодо обмеження опромінення персоналу й населення в умовах радіаційної аварії. До цієї групи входять: рівні втручання, рівні дії.

Четверта група – радіаційно-гігієнічні регламенти, спрямовані на зменшення хронічного опромінення населення від техногенно-підсилених джерел природного походження. До цієї групи входять: рівні обов'язкових дій і рівні дії.

7.4. Дозові ліміти

Визнання безпорогової й лінійної залежності «доза – ефект» породило проблему прийнятного ризику як основи нормування радіаційних факторів у діапазоні низьких рівнів доз. На думку МКРЗ, ризик, пов'язаний з опроміненням професійних працівників, не повинен перевищувати ризик для персоналу виробництв із низьким ступенем небезпеки робіт. Такими визнано виробництва, де смертність від професійної діяльності, включаючи нещасні випадки, не перевищує 10^{-4} , тобто 100 смертельних випадків на 1 млн.чол. за рік. МКРЗ вважає,

що зазначений вище прийнятний рівень ризику в найбільш безпечних умовах професійної діяльності може бути застосований для нормування доз опромінення персоналу в такий спосіб: якщо прийняти за річну допустиму еквівалентну дозу для осіб з категорії А $H_E = 0,05 \text{ Зв}$ (5 бер) і прийнятий до 1990 р. повний коефіцієнт ризику смерті від радіації $r_E = 1,65 \cdot 10^{-2}$ випадків на 1 люд.-Зв, то при рівномірному опроміненні всього тіла відповідно до формули (2.23) рівень індивідуального радіаційного ризику дорівнюватиме

$$r = 1,65 \cdot 10^{-2} \cdot 5 \cdot 10^{-2} = \\ = 8,25 \cdot 10^{-4} \text{ випадків/(люд.-рік)}.$$

За результатами радіобіологічних і медичних досліджень у 1990 р. МКРЗ (Публікація № 60) прийнято нове значення для величини $r_E = 5,6 \cdot 10^{-2} \text{ 1/(люд.-Зв)}$ і, відповідно, нову рекомендацію величини ліміту річної ефективної дози (ЛД) – 0,02 Зв на рік. У цьому випадку

$$r = 5,6 \cdot 10^{-2} \cdot 2 \cdot 10^{-2} = \\ = 1,12 \cdot 10^{-3} \approx 10^{-3} \text{ випадків/(люд.-рік)}.$$

В обох випадках величини r майже на порядок перевищують встановлений прийнятний рівень ризику (10^{-4}). Однак накопичений досвід контролю опромінення персоналу й населення, обумовленого радіаційно-небезпечними виробництвами, показує, що фактичні середні річні еквівалентні дози опромінення персоналу й обмеженої частини населення не перевищують 0,1 від установлених лімітів. І тоді виконується вимога до прийнятного рівня ризику $r \approx 10^{-4}$ випадків/(люд.-рік). Природно, що прийнятний рівень ризику повинен бути однаковим незалежно від того, чи опромінюється рівномірно все тіло, чи один або кілька органів.

При використанні величини ризику оперують такими поняттями, як зневажливо малий ризик, прийнятний ризик і верхня межа індивідуального ризику. Відповідно до міжнародної практики рівень зневажливо малого ризику приймається рівним 10^{-6} на рік, величина припустимого ризику для персоналу приймається рівною 10^{-4} на рік, а для населення – 10^{-5} на рік. Межа індивідуального ризику для опромінення осіб із числа персоналу приймається рівною 10^{-3} на рік, а для населення – $5 \cdot 10^{-5}$ на рік.

Відповідно до НРБУ-97, чисельні значення основних дозових *лімітів* встановлюються на рівнях, що виключають можливість виникнення детерміністичних ефектів опромінення й, одночасно, гарантують настільки низьку ймовірність виникнення стохастичних ефектів опромінення, що вона є прийнятною як для окремих осіб, так і для суспільства в цілому. Ліміти доз установлюються в термінах індивідуальної ефективної дози (у деяких випадках – еквівалентної) за календарний рік (ліміт річної ефективної дози) для осіб категорії А і Б та річної ефективної дози для критичних груп осіб категорій В (населення). Останнє означає, що значення річної дози опромінення осіб, які входять до критичної групи, не повинне перевищувати ліміт дози, встановлений для категорії В.

З лімітом доз порівнюється сума ефективних доз опромінення від усіх промислових джерел опромінення. У цю суму не включають:

дозу, отриману при медичному обстеженні або лікуванні;

дозу від природних джерел опромінення;

дозу, пов'язану з аварійним опроміненням населення;

дозу опромінення від техногенно-підсиленних джерел природного походження.

Зважаючи на те, що при хронічному опроміненні в малих дозах (на рівні ЛД) біологічний ефект обумовлений тільки сумарною дозою опромінення, отриманою за багато років, НРБУ-97 регламентують тільки річний ЛД (табл. 7.4), тобто не накладають обмежень на рівень опромінення за робочий день, тиждень, квартал.

Це означає, що дозволяється одноразове опромінення в дозі, рівній ЛД. Обмежується лише опромінення жінок репродуктивного віку (до 45 років) протягом календарного року з метою зменшення ймовірності генетичних наслідків. Доза на область таза не повинна перевищувати 1 мЗв за будь-які два місяці. Це зроблено для того, щоб обмежити дозу, яку може одержати ембріон у перші два місяці вагітності жінки, коли вона ще не може бути вірогідно встановлена. На весь період вагітності жінки відстороняються від роботи, пов'язаної з опроміненням, а на роботах з відкритими джерелами – на весь період годування дитини, тому що в цьому випадку можливе потрапляння радіоактивних речовин усередину організму.

Для осіб категорії Б, які працюють на радіаційно-ядерному об'єкті, не допускається будь-яке забруднення шкірних покривів, особистого одягу й робочих поверхонь, а середня індивідуальна еквівалентна доза за календарний рік не повинна перевищувати значення відповідного ЛД, указанного в табл. 7.3.

Таблиця 7.3. Ліміт дози сумарного внутрішнього і зовнішнього опромінення, мЗв · рік⁻¹

Ліміт дози	Категорія опромінюваних осіб		
	А*	Б**	В
Ліміт ефективної дози	20***	2	1
Ліміти еквівалентної дози зовнішнього опромінення в:			
кристалику ока	150	15	15
шкірі	500	50	50
кистях і стопах	500	50	—

* Потужність дози опромінення протягом календарного року не регламентується. Жінки до 45 років, які належать до категорії А, за два будь-яких послідовні місяці не повинні перевищувати дозу в 1 мЗв.

** Для вагітних жінок, які належать до персоналу категорії Б, і з числа населення (категорія В) усі основні і похідні регламенти встановлюються на рівні в 2 рази менше відповідних значень.

*** У середньому за будь-які послідовні п'ять років, але не більше 50 мЗв за окремий рік.

Регламентація й контроль опромінення населення здійснюється на підставі розрахунків річної ефективної дози опромінення. Вимоги до організації й проведення дозиметричного моніторингу населення базуються на умові неперевищення ліміту дози. Структура, обсяг, методи й способи цього контролю регламентуються відповідними санітарними правилами й іншими спеціальними нормативними актами Міністерства охорони здоров'я України.

Обмеження опромінення населення здійснюється шляхом регламентації й контролю:

активності об'єктів навколишнього середовища (води, повітря);

газо-аерозольних викидів і рідинних скидань у процесі роботи радіаційно-ядерних об'єктів.

Крім того, для кожного радіаційно-ядерного об'єкта встановлюються санітарно-захисна зона й зона спостереження, де регламентується спеціальний режим використання території й вимоги до радіаційного контролю. Їхні розміри для кожної АЕС встановлюються індивідуально залежно від потужності блоків АЕС і з урахуванням прогностичних оцінок радіаційної обстановки в районі розміщення станції при її трива-

лій експлуатації. У межах санітарно-захисної зони можуть розташовуватися будівлі й споруди підсобного й обслуговувального призначення й дозволяється вирощування сільськогосподарських культур і випас худоби при обов'язковому контролі вмісту радіонуклідів у виробленій сільськогосподарській продукції. Обмеження на використання зони спостереження не накладаються.

Річні ЛД опромінення населення, яке проживає поблизу АЕС, не повинні перевищувати 5 % від установленого дозового ліміту для категорії В.

Плановане підвищене опромінення персоналу вище допустимого річного ліміту може бути дозволене органами охорони здоров'я у виняткових випадках. Опромінення персоналу вище встановлених дозових лімітів може бути дозволене тільки тоді, коли немає можливості вжити заходів, які б виключали їх перевищення, і може бути виправдане лише порятунком людей, запобіганням розвитку аварії й опромінення великої кількості людей.

У кожному з вищевказаних випадків персонал повинен бути попереджений про додаткове опромінення, таке опромінення допускається тільки з письмового дозволу

керівника установи й особистої згоди виконавця. Дозвіл оформляється видачею наряду-допуску на виконання таких робіт з докладним зазначенням переліку й регламенту робіт і заходів безпеки.

7.5. Допустимі рівні

Критерієм кількісної оцінки радіаційного впливу радіоактивних речовин при малих рівнях іонізуючого випромінювання є еквівалентна доза, поглинена організмом або його окремим органом. Однак у багатьох випадках цю дозу немає можливості виміряти безпосередньо, наприклад у випадку внутрішнього опромінення. Тому для забезпечення вимог НРБУ-97 регламентується набір допустимих рівнів.

Допустимий рівень (ДР) – похідний норматив для надходження радіонуклідів в організм людини за календарний рік, усереднених за рік потужності еквівалентної дози, концентрації радіонуклідів у повітрі, питній воді й раціоні, щільності потоку частинок тощо, розрахований для референтних умов опромінення зі значень лімітів доз.

Встановлюється наступний перелік допустимих рівнів, що належать до радіаційно-гігієнічних регламентів першої групи.

Для категорії А:

допустиме надходження ($ДН_A^{inhal}$) радіонукліда через органи дихання;

допустима концентрація ($ДК_A^{inhal}$) радіонукліда в повітрі робочої зони;

допустима щільність потоку частинок ($ДЩП_A$);

допустима потужність дози зовнішнього опромінення ($ДПД_A$);

допустиме радіоактивне забруднення ($ДЗ_A$) шкіри, спеодягу й робочих поверхонь.

Для категорії Б:

допустиме надходження ($ДН_B^{inhal}$) радіонукліда через органи дихання;

допустима концентрація ($ДК_B^{inhal}$) радіонукліда в повітрі робочої зони;

допустима щільність потоку частинок ($ДЩП_B$);

допустима потужність дози зовнішнього опромінення ($ДПД_B$);

допустиме радіоактивне забруднення ($ДЗ_B$) шкіри, спеодягу й робочих поверхонь.

Для категорії В:

допустиме надходження радіонукліда через органи дихання ($ДН_B^{inhal}$) і органи травлення ($ДН^{ingest}$);

допустима концентрація радіонукліда в повітрі ($ДК_B^{inhal}$) і питній воді ($ДК^{ingest}$).

При щорічному надходженні на рівні кожного із ДН середня еквівалентна доза за будь-який календарний рік у критичній групі осіб категорії Б буде дорівнювати або менше ЛД залежно від часу досягнення рівноважного вмісту радіонукліда в організмі.

При розрахунках ЛД урахується вид випромінювання, фізико-хімічні властивості радіоактивних речовин і біологічні константи, що характеризують їхнє поведіння в організмі. Найважливіші з них: коефіцієнти всмоктування в кров, частка речовини, що депонує в критичному органі, ефективний період напіввиведення з критичного органу T_{ef} .

Для переважної більшості радіонуклідів значення T_{ef} складає від кількох годин до 100 діб. Для таких радіонуклідів ДН розраховують, виходячи з рівноважного накопичення його в критичному органі. При надходженні в організм ^{90}Sr , ^{226}Ra , ^{230}Th , ^{232}Th і довгоіснуючих трансуранових елементів з $T_{ef} \approx 30$ років в окремих органах (кістка, печінка) рівноважний вміст радіонукліда не досягається протягом всього життя.

При нормуванні надходження радіонуклідів з великим T_{ef} здійснюється більш жорсткий підхід. У цьому випадку при неприпустимому накопиченні радіонукліда в

організмі може виникнути необхідність виключити подальший його контакт із джерелами випромінювань, а це важко сполучати з вимогою законодавства – забезпечити можливістю роботи таку людину за обраною спеціальністю протягом усього працездатного періоду.

На практиці вимірювання величин ДН, як правило, буває складним. Для цих випадків необхідно обмежувати вміст радіонуклідів і здійснювати їхній контроль у середовищі перебування людини. Так, для здійснення оперативного радіаційного контролю внутрішнього опромінення встановлено середньорічну допустиму концентрація радіонуклідів у повітрі робочих приміщень і в питній воді.

Допустиме надходження через органи дихання ($ДН_A^{inhal}$, $ДН_B^{inhal}$, $ДН_B^{inhal}$ або в загальному випадку $ДН^{inhal}$) – допустимий рівень, який забезпечує неперевищення дозового ліміту в усіх вікових групах. Для персоналу розглядається тільки референтний вік «дорослий», де *референтний вік* – один із шести фіксованих віків, використовуваних у системі нормування опромінення. Шкалу референтних віків наведено в табл. 7.5 і 7.6.

Медіанний за активністю аеродинамічний діаметр (AMAD) – характеристика статистичного розподілу активності полідисперсного аерозолі по аеродинамічному діаметрі d_{ae} . Половина активності розглянутого аерозолі асоційована з частинками, які мають d_{ae} більший, ніж AMAD. Використовується, коли домінуючими механізмами, що визначають відкладення в органах дихання, є інерційне й гравітаційне осадження, як правило, при AMAD більше 0,5 мкм. За відсутності фактичних даних передбачається логнормальний розподіл частинок.

При інгаляції всіх обраних аерозолів максимальні значення очікуваних ефективних

доз на одиницю вмісту в повітрі припадають на інтервал 0,01–0,1 мкм.

Величини допустимих надходжень через органи дихання $ДН_A^{inhal}$, $ДН_B^{inhal}$, $ДН_B^{inhal}$ розраховано за формулами:

для персоналу (категорії А, Б)

$$ДН^{inhal} = \min \left[\frac{ЛД_E}{e_{k,d}} \right],$$

де $ЛД_E$ – ліміт ефективної дози категорій А або Б; $e_{k,d}$ – доза при одиничному інгаляційному надходженні, розрахована для референтного віку «дорослий», референтного типу сполуки k і AMAD d ;

для населення (категорії В)

$$ДН^{inhal} = \min \left[\frac{ЛД_E}{e_{k,d,t}} \right],$$

де $ЛД_E$ – ліміт ефективної дози категорії В; $e_{k,d,t}$ – доза при одиничному інгаляційному надходженні, розрахована для референтного віку t , типу сполуки k і AMAD d .

Доза на одиницю перорального / інгаляційного надходження (e_i) – річна ефективна доза, розрахована при одиничному (1 Бк) пероральному або інгаляційному надходженні для одного з шести референтних віків t .

Допустима концентрація в питній воді ($ДК_B^{ingest}$) – допустимий рівень, що забезпечує неперевищення дозового ліміту для кожного з референтних віків населення.

Величини допустимих надходжень через органи травлення $ДН_B^{ingest}$ розраховано за формулою

$$ДН_B^{ingest} = \min \left[\frac{ЛД_E}{e_i} \right],$$

де $ЛД_E$ – ліміт ефективної дози категорії В; e_i – річна ефективна доза при одиничному пероральному надходженні, розрахована для референтного віку t .

Допустима концентрація в повітрі ($ДК_A^{inhal}$, $ДК_B^{inhal}$, $ДК_V^{inhal}$ або в загальному випадку $ДК^{inhal}$) – допустимий рівень, який забезпечує неперевищення дозового ліміту при будь-яких сполученнях віку, АМAD і типу сполуки інгальованої домішки. Для населення розглядаються всі референтні віки, для персоналу – тільки референтний вік «дорослий».

Величини допустимих концентрацій у повітрі $ДК_A^{inhal}$, $ДК_B^{inhal}$, $ДК_V^{inhal}$ розраховано за формулами:

для персоналу (категорії А, Б)

$$ДК^{inhal} = \min \left[\frac{ЛД_E}{g_{k,d}} \right],$$

де $ЛД_E$ – ліміт ефективної дози категорій А або Б; $g_{k,d}$ – річна ефективна доза при одиничній концентрації в повітрі, розрахована для референтного віку «дорослий», типу сполуки k і АМAD d .

для населення (категорія В)

$$ДК^{inhal} = \min \left[\frac{ЛД_E}{g_{k,d,t}} \right],$$

де $ЛД_E$ – ліміт ефективної дози категорії В; $g_{k,d,t}$ – річна ефективна доза при одиничній концентрації в повітрі, розрахована для референтного віку t , типу сполуки k і АМAD d .

Доза на одиницю концентрації (об'ємної) (g_t) у повітрі або питній воді – ефективна доза внутрішнього опромінення, розрахована за формулою

$$g_t = e_t \cdot V_t,$$

де V_t – референтний об'єм повітря, вдихуваного протягом одного року, або референтний об'єм споживання питної води для індивідуумів з референтним віком t .

Референтні об'єми споживання води, час опромінення й об'єми вдихуваного повітря наведено в табл. 7.4 і 7.5.

Таблиця 7.4. Референтні об'єми споживання води протягом одного року

Референтний вік	3 місяці	1 рік	5 років	10 років	15 років	«дорослий»
Об'єм річного споживання питної води, л	220	260	370	500	650	800

Таблиця 7.5. Референтний розподіл часу опромінення та відповідні об'єми дихання

Вік	Об'єм повітря за добу, м ³	Об'єм повітря за рік, м ³
3 місяці	2,86	1044
1 рік	5,17	1886
5 років	8,72	3183
10 років	14,20	5185
15 років	20,11	7340
«дорослий»	22,22	8109
«дорослий», персонал (категорії А, Б)	9,60	2040

При зовнішньому опроміненні людини потужність дози випромінювання в різних точках робочого приміщення або території навколо підприємства добре характеризує рівень можливого впливу. Тому для контролю зовнішнього опромінення в період роботи при нормальній експлуатації, а також при проектуванні біологічного захисту й оцінці її ефективності в нормативні документи введено допустимий рівень – потужність еквівалентної дози.

Допустима потужність дози (ДПД) – допустимий рівень усередненої за рік потужності еквівалентної дози на все тіло при зовнішньому опроміненні (табл. 7.8), чисельно дорівнює відношенню ліміту дози ЛД до часу опромінення t протягом календарного року:

$$\text{ДПД} = \frac{\text{ЛД}}{t}.$$

Для осіб категорії А і Б значення $t = 1700$ год на рік, для осіб категорії В $t = 8760$ год на рік.

Дія на організм людини радіоактивних інертних ізотопів інертних газів – аргону, криптону, ксенону й короткоіснуючих нуклідів азоту, кисню визначається зовнішнім β -, γ -опроміненням, тому що ці радіонукліди мало накопичуються в організмі. Допустима концентрація радіоактивних інертних газів обмежується допустимою потужністю дози зовнішнього випромінювання для таких критичних органів, як шкіра, підшкірні тканини, гонади. У цих випадках розрахунок ДК здійснюється за моделлю «занурення в радіоактивну хмару». При цьому ДК збільшується зі збільшенням розмірів приміщень. При цьому може змінитися й критичний орган. На відкритій місцевості це, як правило, гонади або все тіло, а в примі-

щеннях невеликого розміру – шкіра через опромінення її β -частинками.

У НРБУ-97 значення допустимих рівнів наведено для випадку впливу одного радіоактивного фактора; одного виду зовнішнього опромінення або надходження в організм одного певного виду радіонукліда.

Для суміші радіонуклідів відомого складу значення ДН розраховується за формулою

$$\text{ДН} = \frac{100}{\sum_j \left(\frac{P_j}{\text{ДН}_j} \right)},$$

де ДН – допустиме надходження даної суміші радіонуклідів; P_j – відносний вміст у суміші j -го радіонукліда до загальної активності суміші, %; ДН_j – допустиме надходження j -го радіонукліда.

Допустиме радіоактивне забруднення поверхні (ДЗ) – допустимий рівень, встановлений на рівні, що не допускає перевищення ліміту дози за рахунок радіоактивного забруднення поверхні робочих приміщень, устаткування, індивідуальних засобів захисту й шкірних покривів для осіб категорії А і робочих поверхонь, одягу й шкірних покривів для осіб категорії Б.

Значення допустимого радіоактивного забруднення робочих поверхонь, шкіри, спецодягу, спецвзуття, засобів індивідуального захисту (ЗІЗ) персоналу наведено в табл. 7.6. Нормується загальне (фіксоване й таке, що знімається) радіоактивне забруднення.

Рівні загального радіоактивного забруднення шкіри визначено з урахуванням проникнення частини забруднення через неушкоджену шкіру з відповідним коефіцієнтом проникання радіонукліда в шкіру і в організм. Розрахунок зроблено з розрахунку, що загальна площа забруднення не повинна перевищувати 300 см^2 шкіри.

Таблиця 7.6. Допустимі рівні загального радіоактивного забруднення робочих поверхонь, шкіри (протягом робочої зміни), спецодягу і ЗІЗ, част. · хв⁻¹ · см⁻²

Об'єкт забруднення	α-активні нукліди		β-активні нукліди
	окремі	інші	
Непошкоджена шкіра, спецбілизна, рушники, внутрішня поверхня лицьових частин ЗІЗ	1	1	100
Основний спецодяг, внутрішня поверхня додаткових ЗІЗ	5	20	800
Поверхні приміщень постійного перебування персоналу і розміщеного в них обладнання, зовнішня поверхня спецвзуття	5	20	2000
Поверхні приміщень періодичного перебування персоналу і розміщеного в них обладнання	50	200	8000
Зовнішня поверхня додаткових ЗІЗ, які знімають у саншлюзах	50	200	10 000

* До окремих належать α-випромінюючі радіонукліди, середньорічна допустима об'ємна активність яких у повітрі робочих приміщень менша за 0,3 Бк · м⁻³.

Допустимі рівні забруднення шкіри, спецодягу, внутрішньої поверхні лицьових частин ЗІЗ для ⁴⁰Sr + ⁹⁰Y, ¹⁴⁴Ce + ¹⁴⁴Pr, ¹⁰⁶Ru + ¹⁰⁶Rh встановлюються в п'ять разів меншими – 40 част. · хв⁻¹ · см⁻². Забруднення шкіри тритієм не нормується, тому що не контролюється його вміст у повітрі робочих приміщень і в організмі. Відзначимо, що 1 Бк/см² ≈ 3 · 10⁻³ част./(хв · см²). Однак при визначенні чисельних значень ДЗ стикаються з великими невизначеностями. Тому вони отримані на базі наближених оцінок можливих дозових навантажень для найбільш радіотоксичних радіонуклідів.

Допустиме радіоактивне забруднення поверхні не є дозовою величиною. Чисельні значення дозових забруднень, прийняті в НРБУ-97, зокрема для шкірних покривів, досить малі. Отже не потрібно враховувати внесок у дозу від забруднених поверхонь при визначенні величини комбінованого впливу декількох радіаційних факторів. А внесок забруднених поверхонь у повітряне середовище й загальний фон випромінювання реєструється й ураховується при контролі відповідних величин на робочих місцях. Таким чином, досягнення рівнів ДЗ повинне сигналізувати про необхідність

проведення дезактивації й у такий спосіб виключити розповсюдження радіоактивних речовин у виявлених кількостях за межі зони робочих приміщень. При цьому у звичайних умовах не потрібна їх трансформація в дозові величини, а вони просто характеризують: надійність герметичності, санітарно-технічних бар'єрів по обмеженню розповсюдження забруднення, ефективності ЗІЗ тощо.

Допустима щільність потоку частинок (фотонів) (ДЩП) – допустимий рівень усередненої за рік щільності потоку частинок. ДЩП чисельно дорівнює відношенню допустимої потужності дози до питомої максимальної дози h_m (Зв · см²/част.) від зовнішнього опромінення:

$$\text{ДЩП} = \frac{\text{ДПД}}{h_m}$$

У випадку β-опромінення шкіри для розрахунку допустимої потужності дози використовується основний ліміт дози для шкіри – 500 мЗв. Питома максимальна доза h_m розраховується для шару шкіри товщиною 5 мг/см² під поверхневим шаром товщиною 5 мг/см². На долонях товщина поверхневого шару 40 мг/см².

Допустимі рівні опромінення шкіри осіб з персоналу моноенергетичними електронами й β -частинками (допустима щільність потоку ДЩП і питома максимальна еквівалентна доза h_m) наведено в табл. 7.7 і 7.8.

Допустиме скидання – регламентований максимальний рівень рідинного скидання, при якому сумарна річна ефективна доза представника критичної групи населення за рахунок усіх радіонуклідів, присутніх у скиданні, не перевищує квоту ЛД.

Квота ліміту дози – частка ЛД для категорії В, виділена для режиму нормальної експлуатації окремого промислового джерела, наведена в табл. 7.9.

Системи безпеки АЕС, що забезпечують захист населення при аваріях, у тому числі при планованих аваріях з найбільш важкими наслідками, повинні бути спроектовані відповідно до вимог загальних положень безпеки АЕС і так, щоб значення еквівалентних індивідуальних доз, розрахованих при найгірших погодних умовах на території АЕС, на границі санітарно-захисної зони й за її межами не перевищували 0,3 Зв/рік (30 бер/рік) на щитовидну залозу дітей за рахунок інгаляцій і 0,1 Зв/рік (10 бер/рік) на все тіло за рахунок зовнішнього опромінення.

Таблиця 7.7. Допустимі рівні опромінення шкіри осіб з персоналу моноенергетичними електронами

Енергія електронів, МеВ	Еквівалентна на одиничний флюенс доза h_m , 10^{-10} Зв $\cdot$ см ² $\cdot$ част. ⁻¹		Допустима щільність потоку ДЩП _А , част. $\cdot$ см ⁻² $\cdot$ с ⁻¹	
	ізотропне поле	паралельний пучок	ізотропне поле	паралельний пучок
0,1	3,2	16,0	260	50
0,2	4,5	8,7	180	90
0,3	4,0	6,3	190	130
0,5	3,8	4,6	210	180
0,8	3,7	3,9	230	210
1,0	3,7	3,7	230	230
2,0	3,7	3,3	230	240
3,0–10,0	4,0	3,2	200	260

Таблиця 7.8. Допустимі рівні опромінення шкіри осіб із персоналу β -частинками

Гранична енергія β -спектра, МеВ	Максимальна еквівалентна доза на одиничний флюенс h_m , 10^{-10} Зв $\cdot$ см ² $\cdot$ част. ⁻¹		Допустима щільність потоку ДЩП _А , част. $\cdot$ см ⁻² $\cdot$ с ⁻¹	
	ізотропне поле	паралельний пучок	ізотропне поле	паралельний пучок
0,2	40,0	28	1900	30
0,3	2,0	19	410	40
0,4	2,6	14	300	60
0,5	3,0	12	270	70
0,7	3,5	8,6	230	95
1,0	3,7	6,3	220	130
1,5	3,8	4,7	210	180
2,0	3,9	4,2	210	200
2,5	4,0	4,0	200	200
3,0	4,0	3,9	200	210
3,5	4,0	3,8	200	210

Таблиця 7.9. Квота ЛД для категорії В, виділена для режиму нормальної експлуатації окремого промислового джерела

Джерело	Квота ЛД за рахунок усіх шляхів формування дози від викидів		Скидання: квота ЛД за рахунок критичного виду водокористування		Сумарна квота для окремого підприємства	
	%	мкЗв	%	мкЗв	%	мкЗв
АЕС та інші підприємства, що використовують ядерні реактори, підприємства з переробки РАВ	4	40	1	10	8	80
Пункти поховання РАВ	2	20	1	10	4	40
Шахти добування урану, заводи з переробки уранових руд	12	120	5	50	20	200
Референтний радіаційний об'єкт	4	40	1	10	8	80

7.6. Контрольні рівні

Відповідно до концепції безпорогової дії іонізуючих випромінювань і виходячи з того, що опромінення повинне підтримуватися на якомого нижчому рівні, МКРЗ рекомендує встановлювати значення вимірюваних величин, при перевищенні яких повинні бути початі якісь особливі дії й прийняті рішення, називаючи їх контрольними рівнями (КР). Рекомендується орієнтуватися на такі рівні:

рівні реєстрації – рівні, при перевищенні яких результат повинен бути записаний;

рівні дослідження – рівні, вище яких повинні досліджуватися причини або значення результату;

рівні втручання – рівні, при перевищенні яких повинні розглядатися дії на виправлення становища.

Міжнародна комісія з радіаційного захисту передбачає, що використання цих рівнів допоможе уникнути непотрібної або непродуктивної роботи й ефективно розподілити ресурси.

Ці рекомендації знайшли відображення в НРБУ-97.

Контрольні рівні – радіаційно-гігієнічні регламенти першої групи, чисельні значен-

ня яких установлюються, виходячи з фактично досягнутого на даному радіаційно-ядерному об'єкті або території рівня радіаційного благополуччя.

Система контрольних рівнів на практиці застосовується досить широко.

Контрольні рівні встановлюють з метою фіксації досягнутого рівня радіаційної безпеки на даному радіаційному об'єкті, у населеному пункті й навколишньому середовищі.

На основі існуючої радіаційної ситуації на конкретному радіаційно-ядерному об'єкті для окремих його приміщень, санітарно-захисної зони, зони спостереження й інших об'єктів для планування заходів щодо захисту й оперативного контролю радіаційного стану встановлюються КР й відповідні їм допустимі рівні для всіх або окремих категорій опромінених осіб.

Контрольні рівні встановлюють:

для категорії А і Б – адміністрація радіаційно-ядерного об'єкта при обов'язковому узгодженні з органами Державного санітарного нагляду;

для категорії В (у тому числі рівні газо-аерозольних викидів і рідких скидань) – адміністрація радіаційно-ядерного об'єкта при обов'язковому узгодженні з органами Державного санітарного нагляду.

Значення КР встановлюють меншими від відповідних дозових лімітів і допустимих рівнів. Можна встановлювати КР для окремого радіонукліда й (або) шляху його надходження, включаючи введення КР на вміст радіонукліда в окремому продукті харчування або на окремі території.

Контрольні рівні можуть бути встановлені для окремих технологічних операцій, режимів експлуатації й окремих підрозділів радіаційно-небезпечних виробництв.

При перевищенні КР адміністрацією радіаційно-небезпечного виробництва проводиться розслідування з метою визначення й усунення причин, що призвели до їх перевищення.

Перевищення КР ще не представляє безпосередньої небезпеки для здоров'я людей, а є лише сигналом про погіршення радіаційної обстановки й необхідності вживання заходів щодо її поліпшення. Звичайно на практиці КР встановлюють для тих радіаційних факторів, які властиві даному підприємству або є головними, іншими, менш істотними, можна знехтувати.

При встановленні КР рекомендують дотримуватися алгоритму:

- досліджувати радіаційну обстановку в усіх її варіантах, включаючи ремонт устаткування й можливі аварійні ситуації, встановити закономірності її формування;

- визначити типові варіанти радіаційної обстановки;

- для кожного з типових варіантів визначити головний (головні) радіаційний фактор і відповідний йому критичний орган;

- визначити діапазон зміни цього фактора, значення КР і спосіб контролю дозового навантаження на критичний орган;

- об'єднати результати аналізу всіх типових варіантів радіаційної обстановки в загальну систему контрольних рівнів і засобів контролю головних радіаційних факторів.

7.7. Нормування на основі концепції природного радіаційного фону

За основу норм НРБУ-97, діючих в Україні, були покладені рекомендації МКРЗ 1990 р. – Публікація № 60. Ці рекомендації викликали негативне ставлення досить авторитетних організацій і окремих учених Франції, США, Росії й інших країн. До 1998 р. в Україні діяли норми НРБ-76/87, при розробці яких були взяті рекомендації МКРЗ 1976 р. – Публікація № 26. Закладені в них дозові ліміти надійно забезпечували радіаційний захист персоналу ядерних енергетичних установок і населення протягом тривалого періоду. Але під дією «чорнобильського синдрому» ряд лідерів завдали істотного тиску на МКРЗ, в результаті чого з'явилася Публікація № 60, в якій було істотно занижено дозові ліміти для персоналу й населення.

У Публікаціях МКРЗ рекомендується, що у зв'язку з відсутністю на сьогодні переконливих доказів існування порога повинне прийматися припущення, що будь-яка дія іонізуючого випромінювання може нести деякий ризик розвитку соматичних або генетичних ефектів. Тому для стохастичних ефектів рекомендується лінійна безпорогова залежність між дозою й імовірністю виникнення ефекту. Проте всі розуміють, що застосування концепції безпорогової лінійної залежності «доза – ефект» істотно завищує реальну небезпеку. Однак МКРЗ була прийнята концепція про відсутність порога для стохастичних ефектів опромінення й про лінійну залежність між дозою й ефектом при опроміненні малими дозами.

Міжнародна комісія з радіаційного захисту готовила Публікацію № 60 у період обговорення в засобах масової інформації реального й уявного збитку від аварії на Чорнобильській АЕС. Ліміт дози в $5 \text{ мЗв} \cdot \text{рік}^{-1}$ для

населення для багатьох людей, не знайомих з основами радіаційної медицини, здавалася занадто завищеною. І, в результаті, були прийняті законодавчі акти, за якими було потрібно зменшити опромінення населення на територіях, що зазнали радіоактивного забруднення до $1 \text{ мЗв} \cdot \text{рік}^{-1}$.

З іншого боку, численні дослідження радіобіологів показали: малі дози радіації не тільки не спричиняють гнітючої дії, а навпаки, у багатьох випадках навіть стимулюють життєдіяльність живих систем. Ще наприкінці 50-х років класики радіобіології помітили, що гіпотези про винятково шкідливу дію іонізуючого випромінювання втратили своє значення, і що радіація, подібно до світлової й теплової енергій, має фізіологічний і патологічний рівень. Зміни в організмі в результаті опромінення не обов'язково приносять шкоду. Прикладом позитивної дії радіоактивного опромінення є гермесис. Сприятлива дія випромінювання в малих дозах проявляється в:

- стимуляції проростання насіння і росту численних видів рослин;

- стимуляції фізіологічної активності бактерій і клітин ссавців;

- збільшенні тривалості життя комах, мишей і пацюків в умовах хронічного опромінення при низькій потужності дози;

- зниженні смертності від раку в людини, що встановлено в епідеміологічних дослідженнях останнього часу;

- відсутності яких-небудь проявів погіршення стану здоров'я, у тому числі підвищення онкологічної захворюваності серед населення, яке проживає в умовах різко підвищеного природного радіаційного фону;

- погіршенні багатьох фізіологічних показників у різних об'єктів при утриманні їх в умовах зменшення природного радіаційного фону, створюваних за допомогою екранування.

Сукупність перерахованих даних свідчить про те, що крива «доза – ефект» у її самій початковій частині може відхилятися від лінійної залежності. Так, у радонових джерелах Вінницької області проходять санаторно-курортне лікування тисячі людей як до, так і після Чорнобильської аварії. При цьому ці люди розуміють, що радон – радіоактивний газ, а природний радіаційний фон на курорті перевищує середній по Україні від 10 до 80 разів, залежно від близькості розміщення до поверхні радіоактивних джерел. Причому тривалість життя у місцевих жителів на 10 років більша, ніж в інших регіонах України.

Реалізація принципів радіаційного захисту на практиці за задумом МКРЗ повинна бути поставлена на кількісну основу. Принцип оптимізації впливає з визнання безпорогової залежності «доза – ефект» в області малих доз, характерних для регламентованих рівнів опромінення персоналу й населення. МКРЗ постулювала лінійну залежність біологічного ефекту від дози для низького рівня опромінення. На сьогодні концепція лінійної, безпорогової дії радіації є офіційною доктриною, на базі якої здійснюється нормування доз опромінення й приймаються рекомендації з радіаційного захисту. З цієї доктрини випливає, що будь-яка доза випромінювання не байдужна для людини. З іншого ж боку, повинні бути забезпечені умови широкого практичного використання прогресивних радіаційних технологій.

Таким чином, основним принципом нормування допустимих рівнів іонізуючих випромінювань, що впливають з концепції лінійної, безпорогової дії радіації, повинна бути всебічна об'єктивна оцінка користі, яку одержить суспільство в результаті застосування ядерної техніки, і шкоди, обумовленої впливом іонізуючих випромінювань на професійних працівників і населення

в цілому. Інакше кажучи, регламентація допустимих меж опромінення повинна базуватися на концепції прийнятного ризику.

Нормування за критерієм прийнятного ризику дає можливість переконливо показати, що регламентовані дозові ліміти мають високий рівень безпеки, що спостерігається у найбільш сприятливих галузях промисловості. При цьому повинні реалізовуватися умови, що випливають з третього принципу регламентації дозових навантажень – неперевищення визначених індивідуальних дозових лімітів.

Установлення ліміту дози має на меті запобігання не стохастичних ефектів. З огляду на це і те, що розподіл видів користі й шкоди серед людей буде нерівномірним, процес зрівноважування користі й шкоди буде юридично правильним лише в тому випадку, якщо шкода для кожного індивідуума не перевищує прийнятного рівня. Дотепер ще не вироблені єдині соціально-економічні критерії, що дозволяють у кількісному вираженні співвіднести для суспільства шкоду й користь не тільки економічну, але й з урахуванням фактора здоров'я. Тому рівень створюваного ризику в різних сферах виробничої діяльності ґрунтується поки на стихійно встановлюваних у суспільстві критеріях між користю й шкодою, прийнятних на даному етапі розвитку суспільства. Вони ґрунтуються якоюсь мірою на порівнянні з масштабом ризику в житті сучасної людини, обумовленого факторами природного середовища перебування. Тому МКРЗ рекомендує при нормуванні радіаційного фактора прийнятний ризик визначати шляхом порівняння з ризиком від інших видів професійної діяльності.

Норми радіаційної безпеки містять у собі систему принципів, критеріїв, нормативів і правил щодо забезпечення протирадіаційного захисту населення й радіаційної безпеки. Термін «норма» означає критерій, який до-

зволяє відрізнити прийнятні або нормальні умови від неприйнятних. Таким чином, норми є порогом, нижче якого явна й можлива небезпека відсутня, і радіаційна безпека повністю забезпечується.

Більшість фахівців у галузі радіаційного захисту вважають, що допустимі дози для населення повинні бути пов'язані з середнім природним рівнем радіації. Відповідно до цієї концепції природного фону додаткове опромінення буде прийнятне в тому випадку, якщо опромінення буде порівнянне з природним фоном.

Природа й рівень наукових знань пропонують нам використовувати умовну ймовірну межу між допустимими й недопустимими дозами опромінення. Значення природного радіаційного фону знаходяться в широкому діапазоні в межах від 0,001 до 1 Зв/рік. В умовах цього радіаційного фону виникло життя й відбувається його еволюція. Радіаційний фон необхідний всьому живому так само, як повітря, сонячне світло й вода. До цього природного фону адаптувалися й існують усі види живих організмів, у тому числі й людина, які виробили в собі біологічні механізми захисту від шкідливої дії іонізуючого випромінювання. Ці механізми відновлюють усі ті порушення в клітинах і органах організму, що виникають під дією випромінювання. Причому при потужності дози випромінювання менше 0,001 Зв/рік спостерігається пригнічення життєдіяльності організмів, а при потужності більше 1 Зв/рік з'являються істотні шкідливі фізіологічні й генетичні ефекти біологічної дії випромінювання.

Із цих перевірених самою природою міркувань можна зробити висновок, що інтервал нормальної для людини потужності дози випромінювання знаходиться в тих же межах. Аналіз сучасних знань, заснованих на значній кількості лабораторних і епідеміологічних даних, дозволяє дійти наступних по-

студатів для обґрунтування нормування радіаційних величин:

у сучасних штатних умовах практично ніхто з персоналу й населення не піддається техногенному опроміненню, що перевищувало б 0,1 Зв;

переважна більшість жителів на територіях, що зазнали радіоактивного забруднення, мають дози опромінення в межах малих доз;

населення Земної кулі одержує від природного радіаційного фону опромінення в межах малих доз;

у діапазоні малих доз немає статистично достовірних доказів частішого з'явлення злоякісних новоутворень, генетичних наслідків, детерміністських ефектів як серед персоналу й населення в нормальних умовах, так і серед потерпілих від атомних бомбардувань, опромінених у результаті аварій, і осіб, які проходили радіологічні процедури;

існує ряд свідчень за результатами тривалих спостережень за людьми, що в межах малих доз мають місце ефекти, які належать до сприятливих, – починаючи зі стимуляції імунної системи й закінчуючи зниженням ризику злоякісних новоутворень;

з експериментальних даних впливають свідчення того, що при малих дозах мають місце сприятливі ефекти, а в деяких випадках спостерігаються дозові пороги, що перебувають значно вище області малих доз;

ефекти, що спостерігаються в діапазоні малих доз на молекулярному, біофізичному й біохімічному рівнях, не передаються на рівень організму в цілому і не приводять до шкідливих наслідків для здоров'я людини.

На підставі вищевикладеного встановлення стандартів регламентації опромінення майбутнього необхідно засновувати на таких принципах:

доза випромінювання, менша встановленого порога, при малій потужності дози не є небезпечною;

необхідно намагатися уникати перевищення ліміту довічної індивідуальної дози;

залежно від віку розумно вважати незначним ризик смерті від опромінення для представників критичної групи людей менше 10^{-5} – 10^{-3} на рік або в середньому 10^{-4} , а ліміт дози встановити по меншому порогові дози для лейкозів на рівні $5 \text{ мЗв} \cdot \text{рік}^{-1}$ вище фонового опромінення.

Оскільки найменший поріг дорівнює 0,3 Зв, то стохастичних наслідків не з'явиться, поки накопичений еквівалент дози залишається в усіх органах нижче цього порога. Якщо $0,3 < D \leq 1 \text{ Зв}$, то можуть виникати тільки лейкози й раки щитовидної залози. При $D > 1 \text{ Зв}$ у всіх значимих органах і тканинах можуть з'являтися захворювання на променевий рак.

Наявні епідеміологічні дані свідчать, що шкідливі клінічні прояви дії іонізуючих випромінювань на людину мають місце при дозі більше 1 Зв при короточасному опроміненні й потужності дози більше 1 Зв/рік при хронічному опроміненні.

Виходячи з цього, ліміт довічної дози для персоналу можна встановити на рівні

$$(H_T \cdot t + 2,5 \cdot k_T) \text{ Зв},$$

а для населення

$$(H_T \cdot t + 0,35 \cdot k_T) \text{ Зв},$$

де $H_T \cdot t$ – гранична доза для T -го органу; k_T – коефіцієнт, що характеризує відносну радіорезистентність T -го органу.

У випадку рівномірного опромінення тіла $k_T = 1$. Тоді для персоналу при опроміненні всього тіла ліміт довічної дози буде дорівнювати 3 Зв.

Тому на даному рівні сучасних знань цілком розумно й досить обґрунтовано прийняти для персоналу ліміт довічної індивідуальної дози на рівні 3,0 Зв протягом

життя, а потужність дози випромінювання 0,1 Зв/рік за дозовий ліміт при нормальних умовах роботи.

При поточному контролі зручно використовувати ліміти річного еквівалента дози для персоналу

$$H_{\text{Тг}} = \frac{H_{\text{Т}} \cdot t + 2,5 \cdot k_{\text{Т}}}{50} \text{ Зв}$$

і для населення

$$H_{\text{Тг}} = \frac{H_{\text{Т}} \cdot t + 0,35 \cdot k_{\text{Т}}}{70} \text{ Зв.}$$

З огляду на фактор остороги можна запропонувати для використання в стандартах радіаційного захисту дозовий ліміт для персоналу в 50 мЗв · рік⁻¹.

Оскільки доза на рівні річного ліміту не поєднана зі скільки-небудь помітним збитком здоров'ю, невеликі її перевищення не кримінальні, але ліміт довічної дози порушувати не слід. Зазначене значення ліміту попереджає й появу детерміністських ефектів в окремих органах, включаючи найбільш чутливі: гонади й червоний кістковий мозок. Це справедливо й щодо населення, для якого пропонується встановити ліміт у 0,5 Зв за все життя.

Як видно, у майбутньому будуть накопичені нові емпіричні відомості й нові знання про біологічні наслідки опромінення й удосконалена кількісна модель променевого канцерогенезу, що дозволить ще надійніше обґрунтувати систему регламентації опромінення. Але вже сьогоднішні знання дають усі необхідні підстави для перегляду норм радіаційної безпеки.

У масштабних дослідженнях контингентів, що піддавалися багаторічному опроміненню в малих дозах, доведена благотворна дія радіаційного гермесису, яка поки що не настільки вивчена, щоб засновувати на ній регламентацію опромінення. Але її можна й необхідно базувати на граничній дії випро-

мінювання. Різні концепції радіаційного впливу графічно показано на рис. 4.1.

Більша частина досліджень медичних наслідків аварії на Чорнобильській АЕС, виконаних на сьогоднішній день, являє собою типи досліджень, у яких здійснюється порівняльний аналіз середньої дози опромінення населення й середнього рівня стану здоров'я або частоти випадків захворювань до й після аварії. При цьому показники індивідуальних доз опромінення розглядаються на недостатньо обґрунтованих первинних матеріалах або ці показники не використовують взагалі. Доти, поки не буде виконана індивідуальна дозиметрія, не можуть бути отримані й надійні висновки щодо реальних медичних ефектів дії радіації на здоров'я населення.

Дослідження мешканців району східно-уральського сліду, що проводилися протягом 40 років, і 20-річні спостереження населення, яке проживає на радіоактивно забруднених територіях у результаті аварії на Чорнобильській АЕС, збільшення захворюваності лейкозами, які могли б бути асоційовані з радіаційним фактором, не виявили. Є підстави думати, що в епідеміологічних дослідженнях зростання цієї патології і в майбутньому не прогнозується.

Теоретичні оцінки прогнозу радіаційного раку серед населення, яке проживає на територіях, що зазнали радіоактивного забруднення внаслідок аварії на Чорнобильській АЕС, а також учасників ліквідації наслідків аварії перебувають за різними оцінками в межах 1–5 %. Фактичного зростання захворюваності й смертності від злоякісних пухлин серед зазначених категорій населення не встановлено. Цей висновок на даний період часу стосується й показників загальної смертності серед населення й учасників ліквідації наслідків аварій на Чорнобильській АЕС.

Як правило, усі проблеми, що входили в коло питань, охоплених дослідницькими програмами, вирішувалися однобоко, нехтуючи роль нерадіаційних факторів у формуванні епідеміологічної обстановки на забруднених територіях, хоча мали місце заходи, пов'язані з елементами екологічного моніторингу.

У переліку найбільш шкідливих факторів, що впливають на людину, радіаційний фактор займає особливе місце. Це обумовлено:

глобальним психологічним впливом на суспільство наслідків атомних бомбардувань Хіросіми й Нагасакі в 1945 р.;

непрофесійним висвітленням засобами масової інформації й урядових структур подій, пов'язаних з ядерними випробуваннями, забрудненням Уральського регіону й Чорнобильської аварії. У зв'язку з цим у населення виробилася глибока недовіра до офіційної оцінки ступеня небезпеки, масштабів і прогнозу їхніх наслідків, а також до заходів щодо подолання цих наслідків;

установленням необґрунтованих завищених соціальних пільг для осіб, які перебували на території, віднесеної до зони радіологічної небезпеки. Установлення подібних пільг змушує людину повірити у високий ступінь заподіяної їй шкоди;

специфікою радіаційного впливу, що при малих дозах опромінення носить імовірнісний характер і не фіксується жодним з органів почуттів людини.

У свідомості населення сукупність цих обставин може породжувати особливий психічний стан – радіофобію, здатний викликати хворобливі або патологічні явища, обумовлені очікуванням появи ефекту, викликаного радіаційним впливом.

Ці обставини не могли не позначитися на специфічному ставленні до радіаційного фактора й бажання списувати на його рахунок усі шкідливі наслідки від контакту людини з навколишнім середовищем, забруд-

неним радіонуклідами. У цих умовах найважливішою науковою й соціальною проблемою є питання про оцінку дійсної величини внеску радіаційного фактора в показники захворюваності й смертності населення, яке в тій чи іншій мірі зазнало радіаційного впливу на складному техногенному фоні, характерному для більшості регіонів.

Якщо виключити в частини хворих розвиток церебрального атеросклерозу, обумовленого структурними порушеннями внутрішньомозкових судин, яких-небудь ознак ранньої патології виявити не вдалося, що узгоджується зі спостереженнями за особами, що пережили атомне бомбардування. Більшість хворих, виписаних зі стаціонару після курсу терапії, відновили загальну й професійну працездатність і після короткого санаторного реабілітаційного періоду приступили до роботи без контакту із джерелами іонізуючого випромінювання. У період 1950–1990 рр. усі хворі, що перенесли променеву хворобу, не мали стійкої втрати працездатності, продовжували професійну діяльність, не скористалися правом виходу на пенсію за віком або відпрацьованим стажем.

Твердження про можливий безпосередній збиток для здоров'я низьких рівнів техногенного опромінення зовсім не обґрунтовані, тому що в таких умовах летальні ушкодження одержить лише невелика кількість соматичних клітин, які заміщаються повноцінними життєздатними клітинами без наслідків для здоров'я.

Наявні на сьогоднішній день знання про віддалені наслідки тривалого впливу іонізуючого випромінювання є обмеженими, тому що оцінки фактора «доза – ефект» ґрунтуються, в основному, на вивченні високих доз опромінення й на експериментах з тваринами. Чорнобильська аварія може заповнити цей пробіл у знаннях, але, у зв'язку з досить низькими дозами, який-

небудь помітний, рівень зростання числа ракових захворювань або смертності, швидше за все, буде важко визначити в епідеміологічних дослідженнях. Основною метою досліджень є знаходження розмежування наслідків іонізуючого випромінювання й наслідків, що виникають серед опроміненого населення з багатьох інших причин. Крім випадків раку щитовидної залози в осіб, опромінених у дитинстві, єдиною групою, яка одержала досить високі дози, щоб піддатися статистично визначному підвищеному ризику, є ліквідатори. Дослідження цієї групи населення здатні внести вклад у наукові знання про віддалені наслідки дії іонізуючого випромінювання. Багато хто з цих людей проходять щорічне медичне обстеження, що забезпечує достовірну базу для майбутніх досліджень групи.

Поняття «радіаційний ризик» на сьогодні не має однозначного тлумачення, тому при посиленнях на його визначення в нормативній документації, науково-технічній літературі й стандартах радіаційного захисту необхідно описувати відповідними математичними виразами. При аналізі даних епідеміологічних досліджень, нормуванні й оцінці радіаційного ризику повинна застосовуватися єдина уніфікована методологія.

Необхідність граничного підходу розділяють все більше фахівців в області радіаційного захисту. Визнання порога дії радіації дозволить виключити з практики поняття колективної дози в тих випадках, коли оцінюється ризик виходу стохастичних ефектів у великих групах населення при малих дозах опромінення, при яких ці ефекти не проявляються й не можуть бути зареєстровані.

Виклад стандартів і норм радіаційного захисту повинен бути досить доступним для розуміння широкого кола фахівців-практиків, які забезпечують радіаційну безпеку на підприємствах. Тому текст норм повинен містити кілька рівнів викладу: від

математичного й біологічного опису до практичних форм у вигляді таблиць і графіків з поясненнями, чому норми встановлені такими і як практично ними керуватися. Основу норм повинні становити математичні моделі, засновані на сучасних знаннях і закономірностях дій іонізуючого випромінювання на біологічні об'єкти. Нові ж експериментальні дані, одержувані в ході проведення епідеміологічних та інших досліджень, повинні використовуватися для уточнення параметрів моделей, не змінюючи при цьому теоретичну основу нормування.

Малі дози при малій потужності дози не шкідливі для здоров'я людини. Стає очевидним, що при виборі лімітів дози не можна опиратися на лінійну безпорогову модель, яка не виправдовується навіть при гострих опроміненнях. Розходження в канцерогенній дії випромінювання при великій і малій потужності дози визначається явищем гермезису й граничною дозою ефекту. Епідеміологічні дослідження на великих когортах персоналу й населення регіонів з радіоактивним забрудненням є основним шляхом побудови нових основ нормування опромінення людей. При цьому варто мати на увазі, що норми радіаційної безпеки встановлюються не тільки на основі наукових знань про дію радіаційного фактора на здоров'я людини, але вони також є результатом застосування відомого принципу оптимізації, тобто економічного компромісу на основі принципу «користь – шкода». У сучасних термінах професійне опромінення можна трактувати як обґрунтоване опромінення персоналу заради одержання суспільством у цілому додаткових благ і підвищення рівня життя всього населення. При цьому рівень професійного опромінення не повинен бути необґрунтовано високим, коли виникає ситуація, за якої суспільна вигода досягається за рахунок надмірного ризику певної групи осіб із числа персоналу. Межі такого ризику

повинні бути суспільно прийнятні, науково обґрунтовані й економічно оптимізовані.

Норми радіаційної безпеки повинні:

гарантувати всьому населенню соціально прийнятний і економічно досяжний рівень радіаційної безпеки для різних видів опромінення;

враховувати при встановленні вимог до значень радіаційного ризику те, що основний внесок в опромінення населення дає природний фон і природні джерела. Наступним за внеском є медичне опромінення, а на частку, пов'язану з техногенним фоном, обумовленим випробуваннями ядерної зброї, аваріями й використанням джерел іонізуючого випромінювання, припадає менше 1 %. Варто виходити з того, що повсякденне опромінення на рівні нормального природного фону, за сучасними мірками, є безпечним;

забороняти виробниче опромінення на рівні, здатному викликати безпосередню шкоду для здоров'я (детерміністські ефекти), розглядаючи при цьому випадки виникнення подібних ефектів як виробничий травматизм із відповідним відшкодуванням нанесеного збитку;

передбачати обмеження ризику віддалених стохастичних наслідків професійного опромінення на прийнятному сьогодні рівні, обмовляючи при цьому необхідність інформування працівників про рівень ризику й можливу шкоду для здоров'я, обумовлених виконанням ними своїх трудових обов'язків.

Нормативні значення є не тільки обмеженнями в інтересах охорони здоров'я, але також і втручанням у виробничу діяльність, що, в остаточному підсумку, впливає на добробут і благополуччя суспільства в цілому. Норми в галузі радіаційної безпеки й відповідальність за їх порушення повинні бути адекватними до норм для інших шкідливих факторів від інших видів виробничої

діяльності. Радіаційна безпека населення забезпечується із загальних економічних ресурсів країни при одночасному забезпеченні безпеки інших джерел ризику з урахуванням сукупної небезпеки всіх джерел ризику. Унаслідок обмеженості ресурсів безпеки населення в цілому оптимально можна підтримувати тільки на тому рівні, який виправданий у цей час для економічного рівня країни або кожного конкретного регіону.

Положення, що включаються в нормування опромінення, повинні враховувати соціально-психологічне сприйняття суспільством діяльності, пов'язаної з джерелами іонізуючих випромінювань, і визначати її як один з видів виробничої діяльності, спрямованої на одержання суспільством користі за умови забезпечення соціально прийнятного й економічно виправданого низького рівня впливу іонізуючого випромінювання на населення.

Зростаючі контингенти професіоналів і населення, які зазнають впливу низьких рівнів техногенного випромінювання, роблять досить важливою розробку науково обґрунтованих оцінок ефектів малих доз іонізуючого випромінювання, на базі яких повинна бути створена концепція України для нормування доз опромінення, що враховує реальні технічні й соціально-економічні можливості країни. Така концепція повинна стати основою прийняття будь-яких адміністративних і урядових рішень, що забезпечують оптимальний розвиток радіаційних технологій з використанням методів, які забезпечують обов'язкове попередження виникнення надзвичайних ситуацій і дотримання всіх норм радіаційної безпеки. Це необхідно тому, що сьогодні багато рішень, які спричиняють важкі економічні, соціальні й політичні наслідки, приймаються на підставі неправильних уявлень про ризик і користь, пов'язані з випромінюванням.

У свій час були розроблені науково обґрунтовані рекомендації з оцінки наслідків Чорнобильської аварії. Ці рекомендації були затверджені всіма зацікавленими організаціями. Але, коли приймався закон про території, що постраждали від аварії, було допущено найбільшу помилку. У першій редакції закону постулювалося, що для оцінки й прийняття рішень має значення тільки отримана доза опромінення, але, на жаль, в останній редакції зненацька з'явилося інше поняття – щільність забруднення радіоактивними речовинами. Якби політичні лідери керувалися науково обґрунтованою концепцією,

то в Україні, Білорусії й Росії для необхідних захисних і соціальних заходів задіялася б порівняно невелика територія з населенням близько одного мільйона чоловік. За існуючим же законодавством в Україні налічується 3,36 млн потерпілих від аварії, у Росії – 2 млн чол. і в Білорусії – 1,94 млн чол. Це необґрунтоване з наукової точки зору законодавство робить сильний психологічний вплив на населення й впливає на економічний стан держав, які змушені вкладати значні кошти з державного бюджету на непотрібні заходи.

Розділ 8. МЕТОДИ АВАРІЙНОЇ ДОЗИМЕТРІЇ

8.1. Класифікація аварій і аварійних ситуацій

Згідно з НРБУ-97 *радіаційна аварія* – незапланована подія на якому-небудь об'єкті з радіаційною або радіаційно-ядерною технологією, якщо при виникненні цієї події виконуються дві необхідні й достатні умови:

втрата регулюючого контролю над джерелом;

реальне (або потенційне) опромінення людей, пов'язане з втратою регулюючого контролю над джерелом.

Будь-яка незапланована подія, що відповідає перерахованим вище умовам і виникла на енергетичному, транспортно-енергетичному, дослідницькому або промисловому атомному реакторі, кваліфікується як радіаційна аварія незалежно від причин і масштабів цієї аварії.

У випадку, якщо подібна аварія виникла з одночасною втратою контролю над ланцюговою ядерною реакцією й виникненням реальної або потенційної загрози мимовільної ланцюгової реакції, то така подія кваліфікується як *аварія радіаційно-ядерна*.

До класу *промислових* належать такі радіаційні аварії, наслідки яких не поширюються за межі територій виробничих приміщень і промайданчика об'єкта, а аварійне опромінення отримує лише персонал.

До класу *комунальних* належать радіаційні аварії, наслідки яких не обмежуються приміщеннями об'єкта і його промайданчиком, а поширюються на прилягаючі території, де проживає населення, яке стає, таким чином, об'єктом реального або потенційного аварійного опромінення.

За масштабами комунальні радіаційні аварії, у свою чергу, поділяють на:

локальні, якщо в зоні аварії проживає населення загальною чисельністю до десяти тисяч чоловік;

регіональні, при яких у зоні аварії виявляються території декількох населених пунктів, один або кілька адміністративних районів і навіть областей, а загальна чисельність утягненого в аварію населення *перевищує десять тисяч чоловік*;

глобальні – це комунальні радіаційні аварії, унаслідок яких втягується значна частина (або вся) територія країни та її населення.

Аварії на АЕС підрозділяють на проектні й запроектні.

Проектна аварія – аварія, для якої проектом визначено вихідні події й кінцеві стани й передбачено системи безпеки, що забезпечують з урахуванням принципу одиничної відмови систем безпеки або іншої, незалежної від вихідної події, помилки персоналу, обмеження її наслідків установленними для таких аварій межами.

Запроектна аварія – аварія, викликана вихідними подіями, що не враховуються для проектних аварій, або супроводжується додатковими в порівнянні з проектними аваріями відмовами систем безпеки понад одиничну відмову, реалізацією помилкових рішень персоналу, що можуть призвести до важких пошкоджень або до розплавлення активної зони. Зменшення наслідків запроектної аварії досягається керуванням аварією й/або реалізацією планів заходів щодо захисту персоналу й населення.

Аварійна ситуація – стан АЕС, що характеризується порушенням границь і/або

умов безпечної експлуатації, який не перейшов у аварію.

Експериментально встановлено, що у випадку найважчої з можливих аварій у механічну енергію вибуху може перейти лише 1 % енергії ядер, що діляться. Це означає, що потужність теплового вибуху реактора в кілька сотень разів менша за потужність вибуху номінальної атомної бомби, еквівалентної 20 000 т тротилу. Таким чином, головна потенційна небезпека АЕС у випадку аварії обумовлена в основному викидом у навколишнє середовище радіоактивних продуктів поділу, накопичених у реакторі за час його роботи.

Міжнародною групою експертів під егідою Міжнародного агентства з атомної енергії (МАГАТЕ) розроблено міжнародну шкалу подій на АЕС (INES).

Головна мета шкали – сприяти взаєморозумінню між фахівцями атомної промисловості, громадськістю й пресою. За допомогою шкали робиться спроба ввести диференційоване сприйняття подій і аварій, пояснюючи в доступній формі їх значення й відносну важливість для безпеки.

Шкала дозволяє оперативно й скоординовано подавати інформацію про значимість з погляду безпеки подій на ядерних установках, про які надходять повідомлення, спрощуючи при цьому досягнення єдиного розуміння подій ядерним співтовариством, засобами масової інформації й суспільством.

Події класифікуються за семизначною шкалою. Шкала представлена в трьох формах. По-перше, у формі простої матриці (табл. 8.1) з ключовими словами, в основному, що вказують на значимість подій, для демонстрації трьох окремих критеріїв, які використовуються для класифікації подій і для виявлення еквівалентності рівнів за різними критеріями, представленими у колонках матриці. Слова в цій матриці обрані та-

ким чином, щоб дати основне уявлення про значимість події з погляду безпеки, і не претендують на точність і визначеність.

По-друге, у вигляді дескрипторів, у формі, призначеній для інформування громадськості, яка поєднує три критерії й надає номер критерію й визначення за кожним рівнем шкали. По-третє, у формі відповідного керівництва для полегшення оцінки інцидентів і аварій, для того щоб привласнити їм позицію за шкалою відповідно до міжнародних правил. У цьому відповідному керівництві також містяться приклади використання шкали для розподілу за категоріями ряду реальних подій (табл. 8.2).

Події в шкалі INES класифікуються за сімома рівнями. Нижні рівні (1–3) названі інцидентами, а верхні (4–7) – аваріями. Події, що не мають значимості з погляду безпеки, класифікуються як віднесені до нульового рівня, що знаходиться нижче шкали, і називаються відхиленнями. Події, що не стосуються питань безпеки, визначаються як такі, що виходять за межі шкали.

Події розглядаються з точки зору трьох характеристик або критеріїв безпеки, наведених у кожній з трьох колонок: вплив за межами майданчика, вплив на майданчику і деградація глибокоешелонованого захисту.

Усі ядерні установки проектуєть таким чином, що існує ряд шарів безпеки, які запобігають виникненню значного впливу на майданчику або за його межами, а розміри передбачених шарів безпеки в цілому відповідають можливості впливу на майданчику або за його межами. Дію всіх цих шарів безпеки називають *глибокоешелонованим захистом*. Четверта колонка матриці пов'язана з інцидентами на ядерних установках або під час перевезення радіоактивних матеріалів, під час яких деградували властивості глибокоешелонованого захисту. Інциденти в цій колонці класифікуються на рівнях 1–3.

Таблиця 8.1. Основна структура шкали INES

Рівень, тип аварії	Критерії або характеристики безпеки		
	Вплив за межами майданчика	Вплив на майданчику	Деградація глибокоєшелонного захисту
7 Велика аварія	Великий викид: великомасштабні впливи на здоров'я людей і довкілля		
6 Серйозна аварія	Значний викид: можливо знадобиться повне впровадження запланованих контрзаходів		
5 Аварія, що супроводжується ризиком за межами майданчика	Обмежений викид: можливо знадобиться часткове впровадження запланованих контрзаходів	Серйозні пошкодження активної зони реактора, радіаційних бар'єрів	
4 Аварія, що не супроводжується значним ризиком за межами майданчика	Незначний викид: опромінення населення за порядком порівняння з установленими границями	Значні пошкодження активної зони реактора, радіаційних бар'єрів, смертельне опромінення персоналу	
3 Серйозна подія	Дуже незначний викид: опромінення населення на рівні часток установлених границь	Серйозне розповсюдження забруднення, гострі впливи на здоров'я персоналу	Близька аварія: шарів безпеки більше не існує
2 Подія		Значне розповсюдження забруднення, переопромінення персоналу	Інциденти зі значними відмовами пристроїв безпеки
1 Аномалія			Аномалія, що виходить за рамки дозволеного режиму експлуатації
0 Відхилення (подія нижче позначок шкали)	Не має значення з точки зору безпеки		
Подія, що виходить за рамки шкали	Не стосується безпеки		

Таблиця 8.2. Міжнародна шкала ядерних подій на АЕС для оперативної передачі повідомлень про важливість подій з погляду безпеки

Рівень і тип аварії	Критерії	Приклади
7 Велика аварія	Зовнішній викид значної частини радіоактивного матеріалу на великій установці (наприклад, з активної зони енергетичного реактора). Викид складається з суміші коротко- і довгоіснуючих радіоактивних продуктів поділу в кількостях, радіологічно еквівалентних десяткам тисяч терабеккерелів йоду-131. Такий викид приводить до можливості гострого впливу на здоров'я людей у більшості районів, які, можливо, охоплюють території декількох країн; і до довгострокових екологічних наслідків	Чорнобильська АЕС, Україна, 1986 р.
6 Серйозна аварія	Зовнішній викид радіоактивних матеріалів у кількостях, радіологічно еквівалентних тисячам/десяткам тисяч терабеккерелів йоду-131. Після такого викиду ймовірно повне здійснення контрзаходів, передбачених місцевими планами протиаварійних заходів з метою обмеження серйозних наслідків для здоров'я	Завод переробки палива в Киштині, Росія, 1957 р.
5 Аварія, що супроводжується ризиком за межами майданчика	Зовнішній викид радіоактивного матеріалу в кількостях, радіологічно еквівалентних сотням або тисячам терабеккерелів йоду-131. Такий викид може призвести до часткового здійснення контрзаходів, передбачених планами протиаварійних заходів з метою зниження ймовірності впливу на здоров'я. Серйозне пошкодження ядерної установки. Це може бути пошкодженням значної частини активної зони реактора, великою аварією, пов'язаною з критичністю, або великою пожежею або вибухом з викидом великої кількості радіоактивності в межах установки	Реактор в Уіндскейлі, Велика Британія, 1973 р. АЕС Три-Майл Айленд, США, 1979 р.
4 Аварія, що не супроводжується значним ризиком за межами майданчика	Зовнішній викид радіоактивності, що призводить до дози опромінення найбільш опромінених осіб за межами майданчика порядку декількох мілізівертів*. При такому викиді необхідність контрзаходів за межами майданчика малоймовірна за винятком, можливо, місцевого контролю продуктів харчування. Значне пошкодження ядерної установки. При такій аварії можуть бути пошкодження ядерної установки, у результаті якого виникають серйозні проблеми з відновлювальними роботами, як, наприклад, часткове розплавлення активної зони енергетичного реактора. Опромінення одного або декількох працівників, що приводить до переопромінення з високою ймовірністю ранньої передчасної смерті	Завод з переробки палива в Уіндскейлі, Велика Британія, 1973 р. АЕС Сен-Лоран, Франція, 1980 р. Критична збірка в Буенос-Айресі, Аргентина, 1983р.

* Дози опромінення визначаються в ефективних дозах. Ці критерії можуть також залежно від обставин визначатися відповідними лімітами річного викиду інфлюентів, дозволених національними компетентними органами.

Рівень і тип аварії	Критерії	Приклади
3 Серйозна подія	Зовнішній викид радіоактивності, що перевищує встановлені ліміти й призводить до дози опромінення найбільш переопромінених осіб за межами майданчика порядку десятків часток мілізіверта. При такому викиді контрзаходи за межами майданчика можуть не знадобитися. Події на майданчику, що приводять до доз опромінення персоналу, достатніх для виникнення гострого впливу на здоров'я, ці або інші події, що приводять до серйозного розповсюдження забруднення, наприклад, кілька тисяч терабекерелів активності, що містяться у викиді до іншої захисної оболонки, коли матеріал може бути повернутий у відповідну зону зберігання. Інциденти, при яких подальша відмова систем безпеки може призвести до аварійної обстановки, або ситуація, коли системи безпеки будуть не в змозі запобігти аварії у випадку виникнення певних ініціюючих подій	АЕС Вандель-йос, Іспанія, 1989 р.
2 Подія	Інциденти, що супроводжуються значною відмовою систем забезпечення безпеки, але при збереженні глибокоешелонованого захисту, що забезпечує компенсацію додаткових відмов. Подія, яка приводить до доз опромінення персоналу, що перевищують встановлений річний ліміт, ця або інша подія, яка приводить до появи значної кількості радіоактивності в зонах, що не передбачене проектом і вимагає застосування коригувальних заходів	
1 Аномалія	Аномалія, що виходить за межі дозволеного режиму експлуатації. Вона може бути обумовлена відмовою встаткування, помилкою людини або неправильних її дій	
0 Відхилення (нижче позначки шкали)	Не має значення з точки зору безпеки	

Подія, яка має характеристики, представлені більш ніж одним критерієм, завжди класифікується на найвищому рівні, що відповідає якому-небудь окремо взятому критерію.

При користуванні шкалою INES необхідно дотримуватись таких рекомендацій:

хоча шкала призначена для використання безпосередньо після події, можливі випадки, коли для того, щоб зрозуміти й оцінити наслідки події, необхідно більше часу. У цих рідкісних випадках прово-

диться попередня класифікація з наступним підтвердженням. Можливо також, що в результаті надходження додаткової інформації може знадобитися рекласифікація події;

якщо радіаційна аварійна ситуація виникає поблизу ядерної установки або під час перевезення радіоактивних матеріалів, то застосовують існуючі національні плани протиаварійних заходів. Шкала не повинна використовуватися як частина офіційних протиаварійних заходів;

якщо для всіх установок використовується єдина шкала, все-таки на деяких типах установок фізично неможливе виникнення подій, пов'язаних з викидом у навколишнє середовище значної кількості радіоактивних речовин, для цих установок верхні рівні шкали є непридатними. До таких установок належать дослідницькі реактори, установки з переробки неопроміненого ядерного палива й майданчики для поховання відходів;

промислові аварії або інші події, не пов'язані з ядерними або радіаційними операціями, не класифікуються й визначаються як такі, що виходять за рамки шкали. Наприклад, хоча події, пов'язані з турбіною або генератором, можуть вплинути на устаткування, пов'язане з безпекою, відмови, що впливають лише на експлуатаційну готовність турбіни або генератора, будуть класифікуватися як такі, що виходять за рамки шкали. Подібним чином такі події, як пожежі, потрібно вважати такими, що виходять за рамки шкали, коли вони не пов'язані з якою-небудь можливою радіаційною небезпекою й не впливають на шари безпеки;

шкалу не можна використовувати як основу для відбору подій з метою урахування досвіду експлуатації, оскільки часто важливих уроків не набувають з подій, які мають відносно невелику значимість;

використання шкали з метою порівняння показників безпеки в різних країнах є недоцільним. У кожній країні існують свої особливі заходи щодо інформування громадськості про незначні події, але важко забезпечити в міжнародних масштабах точну злагожденість при класифікації подій на границі між рівнями 0 і 1. Статистично невелика кількість таких подій і відмінність їх

кількості з року в рік ускладнює проведення достовірних міжнародних порівнянь;

критерії ядерної й радіаційної безпеки хоча й зрівняні, але термінологія, використовувана для їхнього описання, різниться в різних країнах. Шкала INES розроблена з урахуванням цих обставин.

Усі події на АЕС, що привели до відхилення від нормальної експлуатації, відхилення від меж і/або умов безпечної експлуатації АЕС, класифікуються в нормативних документах України як порушення в роботі АЕС. Усі вони підлягають обліку й розслідуванню з метою встановлення:

категорії порушення в роботі АЕС;

порядку розслідування порушень у роботі АЕС (визначення безпосередніх і корінних причин аномальних подій, що привели до порушень; оцінка з погляду безпеки; розробка коригувальних заходів для ліквідації наслідків порушень і запобігання їх повторення; підвищення безпеки й надійності АЕС);

порядку обліку порушень, форми й порядку повідомлення про порушення.

Відповідно до національних стандартів України порушення характеризується наслідками, обставинами й ознаками, перерахованими в табл. 8.3.

Залежно від важкості цих наслідків порушення підрозділяють на аварії (категорії A01–A04) і події (категорії P01–P10).

Кожне порушення, підлягає обліку й розслідується комісією протягом 15 діб з моменту його виникнення (виявлення).

Якщо в результаті розслідування встановлюється факт порушення, тобто невиконання законодавчих актів, норм, правил і стандартів з ядерної і радіаційної безпеки, а також вимог виданих ліцензій, то воно оцінюється за шкалою, яка має чотири рівні (табл. 8.4).

Таблиця 8.3. Категорії порушень у роботі АЕС

№ з/п	Категорія порушення	Наслідки, обставини й ознаки порушень	Рівні подій за шкалою INES
1		Аварії	4, 5, 6, 7
1.1	A01	Викид у навколишнє середовище радіоактивних речовин радіоактивністю, еквівалентною 10^5 – 10^6 Кі ($3,7 \cdot 10^{12}$ – $3,7 \cdot 10^{13}$ Бк) ^{131}I , у результаті якого можливі гострі променеві ураження населення, вплив на здоров'я населення й забруднення радіоактивними речовинами великої території. Можливе трансграничне перенесення радіоактивності. Тривалий вплив на навколишнє середовище	7
1.2	A02	Викид у навколишнє середовище радіоактивних речовин радіоактивністю, еквівалентною 10^4 – 10^5 Кі ($3,7 \cdot 10^{11}$ – $3,7 \cdot 10^{12}$ Бк) ^{131}I , у результаті якого буде досягнутий верхній рівень дозових критеріїв для прийняття рішення про заходи захисту населення	6
1.3	A03	Викид у навколишнє середовище радіоактивних речовин радіоактивністю, еквівалентною 10^2 – 10^4 Кі ($3,7 \cdot 10^9$ – $3,7 \cdot 10^{11}$ Бк) ^{131}I , при якому за кордоном санітарно-захисної зони АЕС перевищений нижній рівень, але не досягнутий верхній рівень дозових критеріїв для ухвалення рішення про заходи захисту населення. Руйнування значної частини активної зони, викликане механічним впливом або плавленням з перевищенням максимальної проектної границі пошкодження ТВЕЛ	5
1.4	A04	Викид на майданчик АЕС і в навколишнє середовище такої кількості радіоактивних речовин, при якому перевищені річні значення гранично допустимих викидів і/або допустимих скидань, але радіаційна обстановка за межами санітарно-захисної зони АЕС не вимагає спеціальних заходів щодо захисту населення. Можливе опромінення окремих осіб з населення понад дозову квоту, але не вище 1 мЗв (100 мбер). Пошкодження активної зони, при якому межа безпечної експлуатації пошкодження ТВЕЛ порушена, а максимальна проектна межа – ні. Опромінення персоналу дозами (порядку 1 Зв), що викликають гострі променеві ураження	4
2		Події	0, 1, 2, 3
2.1	П 01/1	Разовий викид у навколишнє середовище радіоактивних речовин не перевищує значень гранично допустимих річних викидів і допустимих скидань. Можливі дози опромінення окремих осіб з населення не перевищують сумарної дозової квоти. Забруднення майданчика АЕС і санітарно-захисної зони таке, що приводить до підвищення потужності дози γ -випромінювання. Опромінення окремих осіб з персоналу АЕС дозами, що перевищують гранично допустимі для персоналу, викликане відмовою встаткування, недостатністю процедур і/або неправильними діями персоналу	1, 2, 3

№ з/п	Категорія порушення	Наслідки, обставини й ознаки порушень	Рівні подій за шкалою INES
2		Події	0, 1, 2, 3
2.1.1	П01/2	Разовий викид у навколишнє середовище радіоактивних речовин, який перевищує п'ятикратне значення добового допустимого викиду. Підвищення об'ємної активності радіонуклідів у повітрі обслуговуваних приміщень зони суворого режиму АЕС понад допустиму концентрацію для персоналу. Вплив на радіаційну обстановку за межами майданчика АЕС відсутній	1, 2, 3
2.2	П02	Порушення меж і/або умов безпечної експлуатації АЕС у будь-яких режимах експлуатації енергоблока, яке не перейшло в аварію, крім подій категорій П03, П04	1, 2, 3
2.3	П03	Непрацездатність систем безпеки або каналів систем безпеки в кількості, що вичерпує їхній резерв, у будь-якому режимі експлуатації енергоблока АЕС	1, 2, 3
2.4	П04	Непрацездатність окремих каналів систем безпеки при збереженні їхнього резерву в будь-якому режимі експлуатації енергоблока АЕС або нерезервованих елементів систем безпеки протягом строку, який перевищує дозволений технологічним регламентом	0, 1, 2, 3
2.5	П05	Зупин реакторної установки або відключення енергоблока від мережі в будь-якому режимі експлуатації АЕС, викликані відмовою устаткування й/або неправильними діями персоналу або зовнішнім впливом штучного або природного походження	0, 1, 2
2.6	П06	Падіння й/або пошкодження тепловиділяючих збірок, ТВЕЛ під час транспортно-технологічних операцій зі свіжим або відпрацьованим ядерним паливом, викликане відмовою устаткування АЕС і/або неправильними діями персоналу, які не привели до аварій або подій категорій П01–П02	1, 2, 3
2.7	П07	Відмови важливого для безпеки АЕС устаткування й трубопроводів, органів регулювання СУЗ із приводними механізмами, що проявилися або виявлені в будь-якому режимі експлуатації, які не привели до аварії і подій категорій А01–П06, П08–П10	0, 1
2.8	П08	Розвантаження енергоблока АЕС на величину 25 % і більше від рівня потужності, що безпосередньо їй передувало, викликане відмовою устаткування АЕС і/або неправильним діями персоналу, або зовнішнім впливом природного або штучного походження	0
2.9	П09	Спрацьовування будь-якої системи безпеки або каналу системи безпеки за прямим призначенням в режимі, не пов'язаному з забезпеченням функції безпеки	0, 1, 2, 3
2.10	П10	Непрацездатність каналу (каналів) систем безпеки в будь-якому режимі експлуатації АЕС протягом строку, що не перевищує дозволеного технологічним регламентом (за винятком виводу окремих каналів системи безпеки для проведення регламентних перевірок або планового технічного обслуговування)	0, 1

Таблиця 8.4. Оцінка рівня порушень

Рівень порушень	Критерій оцінки
Перший	Факт значного порушення, яке заподіяло шкоду здоров'ю населення (персоналу) або навколишньому природному середовищу або було близьке до нанесення такої шкоди
Другий	Факт значного порушення, яке потягло за собою виникнення реальної загрози безпеці здоров'я населення (персоналу) або навколишньому природному середовищу
Третій	Факт порушення, від якого залежить безпека здоров'я населення (персоналу) або стан навколишнього природного середовища
Четвертий	Факт порушення, яке може вплинути на безпеку здоров'я населення (персоналу) або стан навколишнього природного середовища

У США аварії на атомних станціях за важкістю підрозділяються на чотири класи: незвичайна подія, небезпечна подія, аварія на майданчику, загальна аварія.

Незвичайна подія – це деяка ненормальна умова при експлуатації станції, за якої не виникає загрози здоров'ю населення. Пожежа у складському приміщенні може потрапити до цього класу, як і порушення в подачі зовнішнього енергопостачання на станцію або відмова одного або обох аварійних дизель-генераторів. Немає необхідності звертатися до зовнішніх організацій з безпеки.

Небезпечна подія – це наступний за важкістю клас. Інцидент приводить до дійсного або потенційного зниження безпеки станції, наприклад інцидент при поводженні з відпрацьованим паливом. Необхідне звертання до зовнішніх організацій з безпеки. Місцеві організації повинні бути переведені в стан готовності, чекаючи подальшого розвитку подій. Ніякі дії з боку населення не потрібні.

Аварія на майданчику полягає в дійсній або ймовірній відмові основних систем станції з потенційним істотним викидом радіоактивності. Подія, проте, не вимагає захисних заходів поза межами станції. Витік у первин-

ній охолоджувальній системі, об'єм якого більший, ніж об'єм компенсувальної місткості для відновлення кількості води, може бути прикладом аварії цього рівня.

Загальна аварія – це викид або загроза викиду великої кількості радіоактивності за межі станції. При такій аварії здійснюється повна мобілізація всіх зовнішніх аварійних організацій і ймовірна тривога для населення в 10-кілометровій зоні. Порушення цілісності двох із трьох бар'єрів на шляху розповсюдження продуктів поділу – паливних оболонок, корпусу високого тиску й захисної оболонки разом з потенційною можливістю порушення третього бар'єра може обумовити загальну аварію.

Одинична відмова означає подію, що приводить до втрати можливості якогось елемента виконувати покладені на нього функції безпеки. Накладення помилок, що впливають з одиничної події, розглядається як одинична відмова. Рідинні й електричні системи вважаються сконструйованими відповідно до принципу одиничної відмови, якщо ні одинична відмова будь-якого активного елемента (у припущенні, що пасивний елемент функціонує відповідним чином), ні одинична відмова будь-якого пасивного елемента (у припущенні, що активний елемент

функціонує належним чином) не приводить до втрати системою можливості виконувати свої функції.

У системі класифікації за умовами опромінення розглядається чотири різні категорії аварій.

При *незабруднюючому спостережуваному інциденті* люди піддаються зовнішньому опроміненню від джерел або установок протягом відносно короткого відомого періоду часу. При цьому типі інциденту не відбувається викиду радіоактивності. Наслідки обмежені малою територією, звичайно майданчиком. Основною радіологічною проблемою в цій категорії інцидентів є усунення радіаційного поля для запобігання подальшого опромінення людей і оцінка доз, отриманих персоналом, який перебував під впливом цього поля.

Незабруднюючий невиявлений інцидент схожий на перший тим, що при ньому не забруднюється навколишнє середовище й відбувається тільки зовнішнє опромінення персоналу. Проте інцидент цієї категорії істотно відрізняється тим, що радіаційне поле присутнє тривалий час до того, як його виявлять, тобто це невизначуване негайно порушення в захисних пристроях для тих, хто може отримати дозу. Прикладом для цієї категорії може бути інцидент на югославському дослідницькому реакторі Вінка в Белграді в 1958 р. У ході обслуговування на одному з каналів мимовільно відкрилася захисна засувка. Цей канал використовувався для виведення радіаційного пучка з активної зони для експериментальних цілей. Після запуску реактора велика кількість людей ненавмисно проходили крізь поле нейтронного й γ -випромінювання. На той час, коли визначили, що засувка відкрита, шість чоловік уже отримали високі дози, п'ять із них – летальні.

Забруднюючий спостережуваний інцидент полягає в планованій, короткочасній

втраті контролю над радіоактивними матеріалами у відкритому вигляді. «Загублене» забруднення згодом вдихається або потрапляє всередину організму з їжею. Першочерговими завданнями є обмеження подальшого розповсюдження забруднення й швидке медичне обстеження забруднених працівників. Зусилля щодо дезактивації вимагають багато часу, грошей і є джерелом додаткового опромінення.

Найбільш складна категорія – це *забруднюючий невиявлений інцидент*. Він відбувається при невиявленому викиді радіоактивності. Радіологічні проблеми подібні до третьої категорії, крім того, спостерігаються великі складності у визначенні людей, які могли опромінитися за час між втратою контролю й відновленням нормальних умов. Це вимагає здійснення широких розшукових робіт для локалізації можливих забруднених місць, що виникають при мимовільному перенесенні радіоактивності з місця на місце.

Як показує міжнародний досвід, найбільш важкі проектні аварії обумовлені самопідтримними ланцюговими реакціями (СЛР) у дослідницьких реакторах і активних зонах критичних збірок, використовуваних для проведення різних фізико-технічних експериментів.

Умови для виникнення СЛР можуть скластися також при експериментальній роботі з речовинами, що діляться, об'ємом, близьким до критичного, в умовах радіохімічної лабораторії або при виробництві речовин, що діляться. Під час СЛР має місце переважний вплив зовнішнього γ - n -випромінювання, якщо не відбувається руйнування ТВЕЛ. Якщо ТВЕЛ зруйновані, при виході в обслуговуванні приміщення газоподібних і аерозольних продуктів поділу й активації радіоактивні речовини можуть надійти всередину організму або призвести до контактного β -опромінення шкіри. Однак за

статистикою внесок внутрішнього опромінення при радіаційних аваріях, пов'язаних із СЛР, незначний і істотного внеску у формування променевого ураження не дає.

З моменту відкриття й початку практичного використання ланцюгової реакції поділу в усьому світі відбулося кілька десятків радіаційних аварій, обумовлених втраченою контролю над цією реакцією або її непередбаченим виникненням. З точки зору

аналізу радіаційних наслідків їх розділяють на три групи, а саме: критичні збірки й реактори з металевими активними зонами, речовини речовин, що діляться, і уран-водні критичні збірки.

Відзначимо три види можливих серйозних аварій, типових для вітчизняних реакторів: їхні причини й послідовність подій при розплавлуванні активної зони представлено на рис. 8.1.

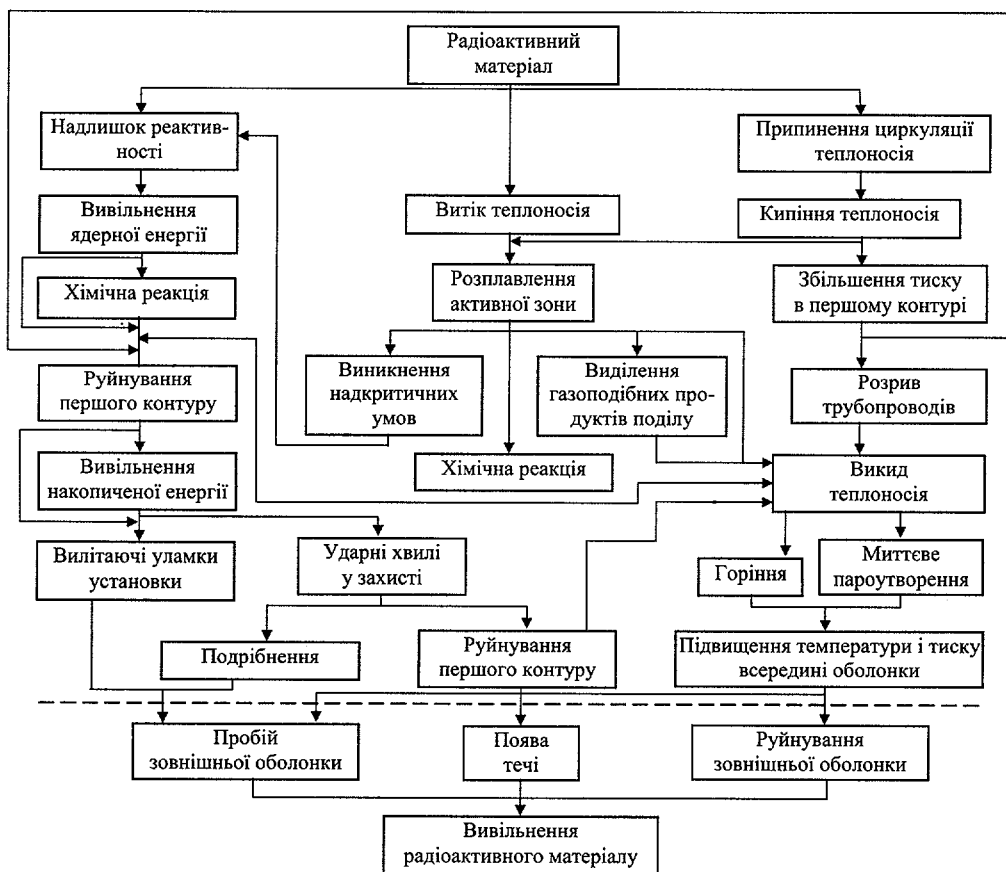


Рис. 8.1. Причини, що призводять до аварійного вивільнення продуктів поділу з реактора

Застосування будь-якої технології обумовлює не тільки додаткову користь для суспільства, але й певне збільшення рівня несприятливих наслідків для його членів. Отже, для повної й об'єктивної оцінки переваг нової технології необхідно враховувати появу додаткових джерел ризику для окремих членів або груп, а також для суспільства в цілому. Таким чином, соціально-економічна думка про достоїнства нової технології або нового виду діяльності виявляється залежною від оцінки прийнятності додаткових джерел ризику й, зокрема, аварії.

Для кількісної оцінки цієї прийнятності рекомендується використовувати *концепцію «користь – витрати»*.

Зниження доз нижче встановлених лімітів пов'язане з додатковими витратами на захист. Витрати вважаються виправданими при виконанні умови

$$R \leq \frac{V - P - X}{\alpha}, \quad r \leq \frac{V - P - X}{\alpha N}, \quad (8.1)$$

де r – індивідуальний, а R – колективний ризику виникнення стохастичних ефектів від опромінення; V – грошове вираження валового (повного) прибутку, отриманого внаслідок виробничої діяльності; P – витрати на основне виробництво; X – витрати на захист; N – кількість опромінених осіб; α – грошовий еквівалент одиниці ризику.

Величина грошового еквівалента ризику розраховується з розміру валового національного доходу на одного жителя (економічний компонент) і з урахуванням компенсації за психологічне сприйняття ризику (психологічний або соціальний компонент). Як правило, у практиці оптимізації захисту економічний компонент становить 5–10 % від психологічного.

З урахуванням співвідношень (8.1) подібно до колективного ризику колективна доза є мірою соціального збитку даної технології або даного виду діяльності для

суспільства. Будь-який обраний рівень безпеки (ступінь захищеності) характеризується колективною дозою S_E . При зменшенні S_E відповідно знижуються втрати на недостатню захищеність Y , але зростають витрати на досягнення цього рівня X (витрати на безпеку й захист). При збільшенні S_E знижуються витрати на досягнення рівня захищеності X , але зростають втрати через недостатню захищеність Y .

Якщо ми зможемо виразити обидві величини X і Y в однакових одиницях, то отримаємо можливість відшукування суми $X + Y$ залежно від S_E . З очевидних міркувань випливає, що сума повинна при деякому значенні змінної S_E мати мінімум (S_{E0}). Ця ситуація якісно проілюстрована на рис. 7.1.

Величина $X + Y$ – це, по суті, уся сукупність негативних аспектів наслідків даного виду діяльності, включаючи оплату вартості матеріалів, виробів, систем, трудовитрат на конструювання, виготовлення, експлуатацію, заміну, ремонт, контроль, а також усі інші витрати, втрати, зобов'язання, послуги й заподіяна шкода, включаючи збиток для здоров'я й навколишнього середовища, відчутний і невідчутний (у тому числі небагополуччя, переживання й страждання).

Для того щоб наповнити чисельним змістом якісні висновки, наводимо результати розрахунків, що оцінюють масштаби ризику при такій великій аварії, як аварія на Чорнобильській АЕС. Очікувана колективна ефективна доза оцінена в $5,1 \cdot 10^5$ люд.-Зв, загальна кількість генетичних захворювань у перших двох поколіннях і злоякісних пухлин з летальним наслідком виявляється рівною 28,9 тис. або 300–600 випадків на рік. Смертність від спонтанного захворювання на рак оцінюється в 100 тисяч випадків на рік, а кількість генетично хворих дітей – 10 тис. на рік. Таким чином, зроблено висновок про те, що генетичні й онкологічні наслідки аварії на Чорнобильській АЕС

порівняно невеликі, і вони потонуть в інших значно сильніших ефектах.

Оцінюючи в цілому перспективи розвитку ядерної енергетики, можна допускати, що зростання потреби суспільства в енергії, з одного боку, і підвищення безпеки АЕС, виключення можливості виникнення аварій із суб'єктивних причин, з іншого, спонукають суспільство визнати прийнятність радіаційного ризику ядерної енергетики.

8.2. Оцінка радіаційної обстановки

По одержанні сигналу про аварію за командою начальника зміни станції начальник зміни служби радіаційної безпеки організує, забезпечує й проводить екстрену оцінку радіаційної обстановки:

знімаються показання стаціонарних приладів і установок;

здійснюються дозиметричні вимірювання (при необхідності) на території і в приміщеннях АЕС переносними приладами.

Аварійна бригада за допомогою переносних дозиметричних приладів оцінює радіаційну обстановку на ділянці, де відбулася аварія, позначає знаками радіаційної небезпеки небезпечну в радіаційному відношенні зону, причому вимірювання рівнів іонізуючих випромінювань здійснюються у певній послідовності: спочатку зовнішньої зони аварійної ділянки, а потім, якщо це не представляє певної небезпеки, внутрішньої. Усі дозиметри, розміщені в аварійній зоні, знімаються й направляються на визначення зафіксованих ними доз опромінення. Доступ в аварійну зону до особливого розпорядження керівництва забороняється, якщо тільки це не викликане необхідністю порятунку людей, ліквідації пожежі й інших негайних заходів, пов'язаних із запобіганням аварійної ситуації. Паралельно з цим визначаються показання дозиметрів в інших потерпілих, збираються предмети, що знахо-

дяться в момент аварії в найбільш постраждалих людей (монети, годинники, каблучки) з метою наступного аналізу на предмет визначення дози опромінення. У випадку викиду радіоактивних речовин здійснюється вимірювання забруднення спецодягу й шкірних покривів у потерпілих, а також вміст радіоактивних речовин в організмі.

Усі відомості про індивідуальні дози й надходження радіонуклідів усередину організму в міру їхнього одержання передаються медичній службі. Далі дії всіх служб, у тому числі й служби дозиметрії й радіаційної безпеки, здійснюються відповідно до плану заходів і вказівок комісії, призначеної керівництвом підприємства для ліквідації наслідків аварії та розслідування її причин.

Для визначення масштабу аварії й прийняття оперативних рішень щодо ліквідації її наслідків, насамперед, необхідні відомості про дозу опромінення в осіб, які потрапили в аварію, її компонентний склад і розподіл по тілу людини. На їх основі прогнозується важкість уражень і плануються раціональні обсяги й терміни здійснення лікувальних заходів, а надалі встановлюються кількісні закономірності формування гострого променевого ураження людини. Усе це обумовлює вимоги до термінів надходження дозиметричної інформації, її обсягу й точності, а одержання цих відомостей забезпечує система індивідуального аварійного дозиметричного контролю.

Система індивідуального аварійного контролю повинна бути досить оперативною й точною. Функціонування системи на місці аварії повинне забезпечити розподіл людей на опромінених і неопромінених і одержання значень максимальної дози з похибкою 100 %.

Надалі силами цеху радіаційної безпеки здійснюється радіаційна розвідка для уточнення радіаційної обстановки в зоні аварії. В остаточному підсумку з місця аварії по-

винні бути представлені: показання індивідуальних дозиметрів потерпілих; тип дозиметрів; вид вимірюваних випромінювань; точність отриманих даних; розташування потерпілих відносно джерела під час опромінення; переміщення відносно джерела під час опромінення; відомості про локальні забруднення потерпілих; відомості про максимальну потужність дози в момент аварії; рівні зовнішнього випромінювання від потерпілих; компонентний склад випромінювання в аварійній зоні; результати обрахування аварійних дозиметрів, що знаходилися в аварійній зоні, і картограма їх розміщення; відомості про забруднення приміщень, устаткування, повітряного середовища; відомості про активацію й забруднення супутніх предметів; відомості про дози, отримані потерпілими від контактного опромінення, розрахованих за непрямими показниками (забруднення одягу й шкірних покривів, час опромінення, склад радіонуклідів); інші дані на вимогу медичного персоналу, який займається лікуванням потерпілих, для вибору найбільш правильної тактики й методів лікування.

8.3. Індивідуальна аварійна дозиметрія γ -випромінювання

Дози γ -випромінювання найточніше вимірюють термолюмінесцентними (ТЛД), фотолюмінесцентними (ФЛД) і фотоплівковими дозиметрами.

Хоча в лабораторних умовах фотоплівкові дозиметри дозволяють вимірювати дозу γ -випромінювання з допустимою похибкою, їх практичне застосування для індивідуального аварійного контролю пов'язане зі значними труднощами. Оскільки плівки мають певну густину почорніння, що залежить від тривалості й умов зберігання, то разом з опроміненими плівками повинні проявлятися неопромінені, а також опромі-

нені у відомій дозі для градування плівок і денситометра. Необхідне ретельне дотримання режиму проявлення. Значна похибка може виникнути через розходження в умовах зберігання й носіння. До недоліків належать значна енергетична залежність чутливості, необхідність самої процедури проявлення й денситометрування. Крім того, фотоплівкові дозиметри чутливі до кліматичних умов. Усе це призвело до того, що фотоплівки в індивідуальній аварійній дозиметрії поступово витісняються фото- і термолюмінофорами.

Принцип дії ФЛД заснований на випусненні видимого світла при ультрафіолетовому збудженні опромінених твердих речовин. У дозиметрах дотепер використовуються тільки метафосфатні стекла, активовані сріблом. Аварійні ФЛД дістали відносно широке розповсюдження.

Якщо при фотолюмінесценції створені іонізуючим випромінюванням центри захоплення зберігаються після ультрафіолетового збудження, оскільки збуджений електрон повертається після випуснення світла у вихідний стан, то при термолюмінесценції відбувається рекомбінація електронів із дірками, що приводить до руйнування центрів захоплення. Цим принципово різняться два явища люмінесценції: фотолюмінесцентні дозиметри допускають багаторазове визначення показань без втрати інформації, а термолюмінесцентні після визначення показань можуть бути використані для нового опромінення.

Для реєстрації ТЛД поміщають на нагрівальний пристрій перед фотопомножувачем і вимірюють залежність інтенсивності світіння від температури або часу нагрівання. З точки зору зручності для практичного застосування бажаний люмінофор з лінійною залежністю інтенсивності від дози не чутливий до освітлення, температурних і кліматичних факторів. Вихід люмінесценції

повинен бути досить великим, а спектр досить віддаленим від власного світіння нагрівального пристрою й відповідати спектральній чутливості використовованого фотопоможувача. Урахування всіх цих вимог призвело до того, що в аварійній дозиметрії широко використовують тільки три типи термолюмінофорів, а саме фтористий літій, фтористий кальцій і термолюмінесцювальні стекла.

На АЕС використовуються комплекти детекторів індивідуального дозиметричного контролю на основі LiF, які можуть реєструвати, у разі потреби, дози аварійного опромінення.

Найбільш важлива перевага LiF, що обумовила його застосування в індивідуальній дозиметрії, пов'язана з невеликим ефективним атомним номером, рівним 8,14 і близьким до ефективного атомного номера м'язової тканини. З цієї причини у фтористого літію незначна залежність дозової чутливості від енергії фотонів.

Після опромінення в дозі більше 1 Гр фтористий літій необхідно піддавати регенерації шляхом тривалої термообробки для зняття радіаційних дефектів. Фтористий літій допускає багаторазове застосування (до 100 разів) без зміни чутливості при дозі до 10 Гр.

Ефективний атомний номер CaF_2 вищий, ніж у LiF, тому його чутливість більше залежить від енергії фотонів. Однак він простіший у використанні, тому що в нього відсутній ефект сенсibiлізації.

Хоча такі дозиметри відрізняються стабільними характеристиками, високою точністю й великим терміном служби, але вони складні у виготовленні й досить громіздкі, особливо якщо мова йде про їх об'єднання з індивідуальними дозиметрами нейтронів у загальний аварійний дозиметр γ -п-випромінювання.

Було запропоновано й одержало широке розповсюдження використання стеклок в

якості термолюмінесцентних дозиметрів. Важливим аргументом на користь цього є можливість їх виготовлення у великих кількостях з відтворюваними характеристиками. Найбільше поширення дістали алюмофосфатні стекла, що стали основою методу термолюмінесцентної дозиметрії.

Виявилось, що вимоги, що висуваються до термолюмінофорів, удається задовольнити підбором складу скла, вибором активатора, розробкою технології виготовлення скла. Без активатора (кращим виявився марганець) власна радіолюмінесценція у скла невелика.

Зважаючи на те, що ефективний атомний номер алюмофосфатного скла дорівнює близько 12, що значно більше, ніж у біологічної тканини, то в області низьких енергій фотонів дозиметри мають значний хід із жорсткістю.

У разі необхідності підвищену чутливість до теплових нейтронів забезпечують використанням літію, збагаченого по ізотопові ^6Li до 90 %. Дозова чутливість літєвих стеклок до γ -випромінювання приблизно така ж, як і стеклок без літію. Відношення дозової чутливості до нейтронів і аналогічної чутливості до γ -випромінювання для стеклок з літієм дорівнює близько 100.

Чутливість алюмофосфатного скла до теплових нейтронів обумовлюється, в основному, розпадом продуктів активації алюмінію й фосфору й залежить від часу між закінченням опромінення й початком вимірювань. Питома керма теплових нейтронів у склі дорівнює $1 \cdot 10^{-11}$ рад $\cdot$ см² $\cdot$ нейтрон⁻¹, що становить 40 % питомої тканинної керми теплових нейтронів. Відносна чутливість стеклок до швидких нейтронів у порівнянні з γ -випромінюванням для нейтронів з енергією нижче 5 МеВ не перевищує 3–5 %. Зі збільшенням енергії від 7 до 14 МеВ чутливість до нейтронів збільшується до 17 %.

Хоча за своїми часовими характеристиках термолюмінесцювальні стекла посту-

паються таким люмінофорам, як LiF або CaF_2 , але, проте, вони є досить стабільними з погляду не тільки часового фактора, але й стабільності до кліматичних і температурних умов. Вони стійкі також до корозії, теплових ударів при швидкому нагріванні й охолодженні. Показання дозиметрів у межах $\pm 3\%$ не залежать від температури при опроміненні в інтервалі від -20 до $+60^\circ\text{C}$.

На основі алюмофосфатних стекол, промисловому випуску яких привласнена марка ІС-7, створено комплект індивідуальних аварійних дозиметрів γ -випромінювання ІКС-А та індивідуальний дозиметр шкірної дози β - і γ -випромінювань ІКС. У дозиметра ІКС-А повний діапазон по тканинній дозі γ -випромінювання від $0,5$ мГр до 10 Гр. Основна похибка вимірювання дози не перевищує $\pm 15\%$.

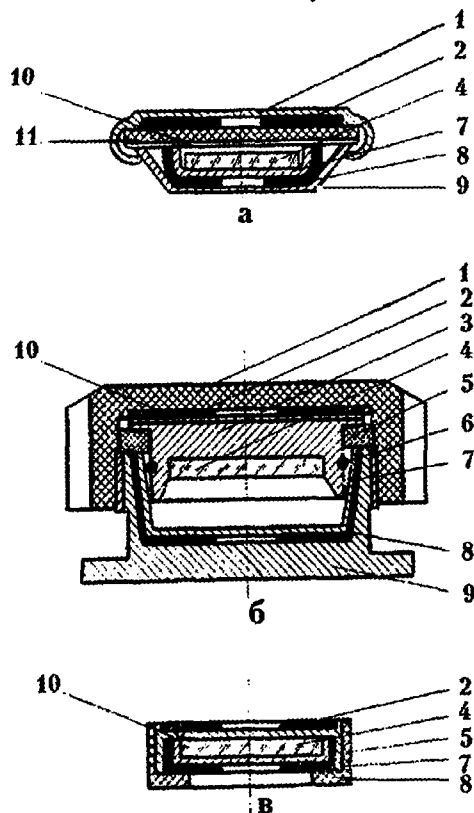


Рис. 8.2. Індивідуальні дозиметри γ -випромінювання ІКС-А:
а – аварійні; **б** – багаторазового використання; **в** – експериментальні:
 1 – кришка; 2 – свинцевий фільтр; 3 – тримач скляної пластини; 4 – скляна пластина;
 5 – кріпильне кільце; 6 – пружина; 7 – фільтр із алюмінію; 8 – свинцевий фільтр;
 9 – основа касети; 10 – фільтр із алюмінію; 11 – прокладка з гуми

До складу комплексу входять індивідуальні дозиметри (аварійні, багаторазового використання й експериментальні (рис. 8.2)), вимірювальний пульт і сітловий перетворювач напруги. Індивідуальний аварійний дозиметр складається зі скляної пластини діаметром $8 \pm 0,1$ і товщиною $1 \pm 0,003$ мм у касеті, яка має компенсуювальні фільтри й захищає пластину від ушкоджень.

Дозиметр зроблено у вигляді алюмінієвого гудзика діаметром 16 мм і товщиною 5 мм, усередині якого завальцьовано пластину з фільтрами з прокладкою з термостійкої гуми. Маса дозиметра 2 г. Дозиметр зашивають у тканинний чохол з номером і пришивають до спецодягу в шести точках –

на шапочку, спину, низ живота, на обшлагі лівого рукава й обох штанин. Аварійні дозиметри витримують багаторазові прання й прасування. Вони залишаються герметичними після 15 прань, що відповідає носінню більше року, причому втрата дозиметричної інформації не перевищує 7 %.

Дозиметр багаторазового використання складається з корпусу з кришкою, у якій знаходиться тримач скляної пластини. Маса дозиметра 4 г. Його носять на грудях і годинниковому ремінці на правій руці. Крім аварійного контролю його використовують також для контролю повсякденного опромінення з вимірюванням квартальної або річної дози.

Таблиця 8.5. Властивості ФЛД, ТЛД і фотоплівкових дозиметрів

Параметр	ТЛ-скло	ТЛ-LiF	ТЛ-CaF	РФЛ-скло	Фотоплівковий дозиметр
Нижня межа вимірювань, Гр	$2 \cdot 10^{-4}$	10^{-5}	10^{-5}	$5 \cdot 10^{-4}$	$5 \cdot 10^{-4}$
Верхня межа лінійної ділянки вимірювань і загальна верхня межа, сГр	$10^2 - 2 \cdot 10^6$	$10^3 - 10^4$	$10^3 - 10^5$	$10^3 - 10^5$	З трьома емульсіями 10^3
Фонова доза, Гр		$5 \cdot 10^{-6}$	$5 \cdot 10^{-6}$	$10 - 1,5 \cdot 10^{-3}$	$(3 - 5) \cdot 10^{-4}$
Максимальний хід із жорсткістю	3,5–10	1,35	14	4–8	15–35
Фединг	18 %/міс	< 3 %/3 міс	< 5 %/2 міс	< 5 %/3 міс	< 10 %/міс
Термін зберігання до опромінення	не обмежений	не обмежений	не обмежений	не обмежений	1–2 роки
Час зняття показань	< 1 хв	< 1 хв	< 1 хв	> 10 хв	> 1 год
Повторне зчитування показань	неможливе	неможливе	неможливе	неможливе	неможливе
Зовнішні впливи, що спотворюють показання	нагрівання вище 60 °С, інтенсивне освітлення	нагрівання вище 80 °С, інтенсивне освітлення	нагрівання вище 80 °С, інтенсивне освітлення	нагрівання вище 150° С, інтенсивне освітлення, забруднення, вологість	нагрівання вище 40 °С, освітлення, вологість
Чутливість до теплових нейтронів у порівнянні з γ -випромінюванням	~ 2,5	${}^7\text{LiF} \approx 2,5$ ${}^6\text{LiF} \approx 220$	< 0,1	~ 3	з Cd-фільтром ~ 1

Автономний детектор дозиметра шкірної дози β - і γ -випромінювань ІКС складається з пластини ПСТ-Т, скла ІС-7 діаметром $8 \times 0,4$ мм і непрозорого покривного шару товщиною 7 мг/см^2 , що імітує роговий шар епідермісу. Такий детектор відтворює геометрію опромінення чутливого шару шкіри й дає можливість виміряти в ньому середню поглинену дозу β - і γ -випромінювань.

Енергетична залежність чутливості дозиметра до β -випромінювання з граничною енергією в області $0,2\text{--}3,5 \text{ MeV}$ і γ -випромінювання з енергією фотонів вище $0,25 \text{ MeV}$ не перевищує 20% . Діапазон вимірюваних доз на вимірювальному пульті ІКС-А становить від 10 мГр до 20 Гр . При проведенні вимірювань відразу після аварій спад показань несуттєвий. Зміна показань дозиметра від часу зберігання така ж, як у дозиметрів γ -випромінювання.

Якщо в спектрі γ -випромінювання, що діє на шкіру, присутнє в помітних кількостях довгохвильове γ -випромінювання з енергією, нижчою за 250 keV , то для зменшення похибки визначення дози на шкіру необхідно використовувати ще два спеціальних детектори й застосувати різницевий метод вимірювання.

Для зіставлення властивості ФЛД, ТЛД і фотоплівкових дозиметрів наведено в табл. 8.5.

8.4. Індивідуальна аварійна дозиметрія нейтронів

Аналіз полів нейтронів у приміщеннях критичних збірок і дослідницьких реакторів показує, що різні частини спектра дають непостійний внесок у дозу. Можна лише сказати, що практично для всіх умов більше 80% дози припадає на область енергії нейтронів нижче 3 MeV . Частка нейтронів з енергією нижче $0,5 \text{ MeV}$ становить тільки 20% , якщо активна зона невелика, а досить

товстий відбивач збільшує її до 50% . Внесок теплових нейтронів у дозу найчастіше невеликий, але при використанні сповільнювачів із важкої води й графіту, формована тепловими нейтронами частина дози може досягати 15% , а іноді й більше.

У створенні індивідуального дозиметра нейтронів усього спектра існують великі принципові труднощі. Завдання можна спростити, якщо використовувати в індивідуальному дозиметрі три детектори – теплових, проміжних і швидких нейтронів. Вони дають три значення флюенса нейтронів у трьох областях енергії, від яких переходять до дози.

Границя між тепловими й проміжними нейтронами вибирається рівною $0,4 \text{ eV}$ і відповідає границі поглинання нейтронів кадмієвим фільтром. Границя між проміжними й швидкими нейтронами вибирається або довільною в області $0,1\text{--}1,5 \text{ MeV}$, або такою, що збігається з початком чутливості або ефективним порогом детектора швидких нейтронів.

Одними з найстаріших і розповсюджених дотепер аварійних дозиметрів є активаційні дозиметри.

В якості детекторів теплових нейтронів широке застосування знайшли активаційні детектори у вигляді фольги з міді, золота або індію; в якості детекторів проміжних нейтронів – ті ж види фольги в кадмієвому фільтрі, а в якості детекторів швидких нейтронів – граничні активаційні детектори з сірки або фосфору. Для визначення дози вимірюють швидкість лічення на лічильних установках, за цією швидкістю знаходять значення флюенса нейтронів у відповідних областях енергії. Сума трьох значень дози дає повну дозу (тканинну керму) нейтронів у місці розташування дозиметра.

Конкретним прикладом такого дозиметра є індивідуальний аварійний дозиметр «Айда», який складається з трьох актива-

ційних детекторів: міді й фосфору в кадмієвому чохлі, міді без кадмієвого чохла; позитивної низькочутливої фотоплівки зі свинцевими й гетинаксовими фільтрами; термолюмінесцентного дозиметра типу ІКС-А.

Три нейтронних детектори, фотоплівку й ІКС-А розміщують у спеціальній касеті й видають персоналу. Мідний детектор (^{63}Cu (n, γ) ^{64}Cu $T_{1/2} = 12,8$ року) у вигляді пластини в кадмієвому чохлі призначений для вимірювання нейтронів із проміжною енергією від 0,4 до 1,5 МеВ; мідний детектор без кадмієвого чохла – для вимірювання теплових і проміжних нейтронів (за різницею показань другого й першого детекторів визначають внесок теплових нейтронів); детектор з фосфору в кадмієвому чохлі у вигляді таблеток, приготовлених пресуванням червоного фосфору з поліетиленовою крихтою, служить для вимірювання швидких нейтронів з енергією більше 1,5 МеВ; фотоплівка призначена для вимірювання поглиненої дози γ -випромінювання від 10 до 10^3 сГр.

Значний прогрес в активаційних індивідуальних дозиметрах нейтронів був досягнутий завдяки застосуванню для визначення дози ізомерного родієвого детектора нейтронів. Цей детектор заснований на утворенні ізомеру ^{103m}Rh при непружному розсіюванні швидких нейтронів ядрами ^{103}Rh зі збудженням рівня 40 кеВ. Утворюваний у результаті реакції ^{103}Rh (n, n') ^{103m}Rh ізомер переходить у нормальний стан з періодом напіврозпаду 57 хв, унаслідок чого виникає характеристичне рентгєнівське випромінювання з енергією близько 20,2 кеВ. По цьому випромінюванню або по конверсійних електронах судять про вихід ізомеру ^{103m}Rh .

Переріз реакції ^{103}Rh (n, n') ^{103m}Rh аналогічний до енергетичної залежності питомої тканинної керми нейтронів в області енергії вище приблизно 1 МеВ. Це дозволило ви-

користовувати ізомерний родієвий детектор для вимірювання тканинної керми швидких нейтронів. Розкид його дозової чутливості становить приблизно $\pm 50\%$ і є найменшим серед усіх активаційних детекторів. Це пояснюється найнижчим ефективним енергетичним порогом родієвого детектора (0,7–0,9 МеВ) у порівнянні з іншими активаційними детекторами.

При використанні ізомерного родієвого детектора відразу після аварійного опромінення необхідно мати на увазі, що крім ізомеру ^{103m}Rh у фользі за рахунок радіаційного захоплення нейтронів утвориться ізомер ^{104m}Rh . У процесі розпаду вони переходять у нормальний стан, випускаючи фотони. Енергія найбільш інтенсивних фотонів, близьких до характеристичного випромінювання родію, становить 51 кеВ, причому 34 % фотонів конвергує на К-оболонці родію й викликає фонове характеристичне випромінювання детектора з тією ж енергією, що й випромінювання ізомеру ^{103m}Rh . Внесок фонового випромінювання буде найбільшим для низькоенергетичних спектрів нейтронів і при розташуванні дозиметра на поверхні тіла людини. Але в усіх випадках через 1 год після опромінення ним можна знехтувати.

Вимірювальні установки для обрахування родієвих детекторів і визначення дози нейтронів побудовані за принципом щільного спектрометра, який виділяє область фотопіка з енергією 20 кеВ.

Для реєстрації нейтронів у широкому діапазоні енергій знайшли застосування трєкові аварійні дозиметри.

Важкі частинки, що проходять через деякі дієлектрики (слюда, скло, полікарбонат тощо), утворюють у їхньому середовищі іонні пари. Утворювані при цьому електрони швидко віддаляються від траєкторії частинки, а позитивні іони піддаються взаємному електростатичному відштовхуванню.

Таким чином, створюються пошкодження в кристалічній структурі діелектрика вздовж траєкторії частинки. Після цього опромінені слюда, неорганічні стекла протравлюються 48 %-ною фтористо-водневою кислотою (від 3 с до кількох годин при 20 °С), а полімерні матеріали – NaOH (від 10 хв до 2 год при 70 °С). Оброблені в такий спосіб сліди частинок перетворюються в треки у вигляді порожніх циліндричних трубочок,

які можна побачити на поверхні діелектрика за допомогою мікроскопа.

При спільному використанні трекового детектора з матеріалом, що служить джерелом продуктів поділу, можна створити дозиметр нейтронів.

В індивідуальних аварійних дозиметрах нейтронів використовують природний уран і його ізомери ^{235}U і ^{238}U , а також ^{232}Th ^{237}Np .

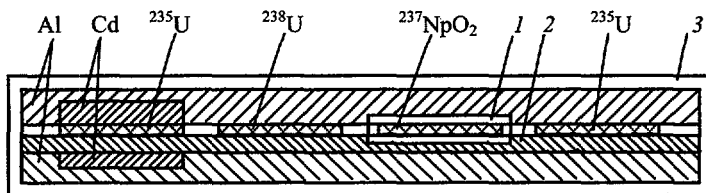


Рис. 8.3. Схема індивідуального (аварійного) трекового дозиметра:
1 – шар кадмію; 2 – трекова полікарбонатна плівка; 3 – чохол

Для прикладу на рис. 8.3 показано схему індивідуального (аварійного) трекового дозиметра, який складається з речовин, що діляться (дві фольги ^{235}U , одна з яких екранована по обидва боки шаром кадмію товщиною 1 мм, ^{238}U і $^{237}\text{NpO}_2$, уведенного в поліефірну плівку 1, унаслідок нестійкості ^{237}Np на повітрі), трекової полікарбонатної плівки 2, двох алюмінієвих пластинок і пластмасового чохла 3.

Ділянки діелектрика, що знаходяться під шарами ^{235}U , ^{238}U , екранованого кадмієм, реєструють відповідно треки, що виникають у результаті поділу ^{235}U тепловими ($E_n = 0,023$ еВ) і надтеповими ($E_n = 0,4$ еВ) нейтронами. Ділянка діелектрика, що знаходиться під шаром $^{237}\text{NpO}_2$, реєструє треки, що утворюються при поділі ^{237}Np нейтронами з енергією від 0,4 до 1,5 МеВ. Ділянка діелектрика, що знаходиться під шаром ^{238}U , реєструє треки, які з'являються в результаті поділу ^{238}U швидкими нейтронами з енергією вище 1,5 МеВ.

Після опромінення скло протравляють фтористоводневою кислотою (концентрацією від 2,5 до 20 %) протягом 5–20 хв. Кількість треків на обробленому склі визначають за допомогою мікроскопа.

Трекові нейтронні дозиметри мають ряд переваг у порівнянні з іншими методами. До них належать: нечутливість до β - і γ -випромінювань; відсутність втрати інформації з часом; широкий діапазон вимірюваних доз (вплив ходу з жорсткістю можна регулювати від 0,1 до 1 МеВ підбором відповідної речовини); більш проста обробка інформації (процес протравлення замість проявлення ядерних фотоемулсій).

Для визначення доз при аварійних опроміненнях персоналу, який обслуговує ядерні реактори, критичні збірки й інші системи, де є ймовірність непередбачених перевищень критичної маси, розроблено термолюмінесцентні й трекові детектори нейтронів, що входять у комплект індивідуальних аварійних дозиметрів «Гнейс» (рис. 8.4).

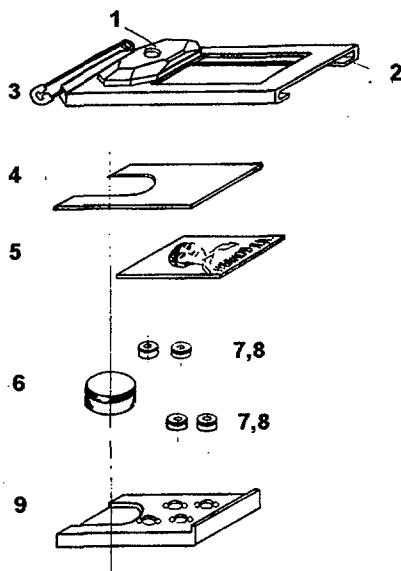


Рис. 8.4. Конструкція аварійного дозиметра β -, γ - і нейтронного випромінювання «Гнейс»:
 1 – β -дозиметр; 2 – кришка касети індивідуального дозиметра; 3 – шпилька; 4 – целулойд;
 5 – фотографія з ініціалами й прізвищем; 6 – дозиметр проміжних і швидких нейтронів;
 7 – дозиметри γ -випромінювання; 8 – дозиметри теплових нейтронів; 9 – корпус касети

У касету комплекту «Гнейс» входить вісім дозиметрів, що дозволяють визначити індивідуальну дозу β -, γ - і нейтронного випромінювань при аварійному опроміненні. У корпусі касети «Гнейс» є чотири гнізда, в які вставлено два дозиметри γ -випромінювання ІКС і два дозиметри теплових нейтронів ІКС. Дозиметр проміжних і швидких нейтронів «Діна» з двома трековими детекторами, ізомерний родієвий і дозиметр шкірної дози розміщені в кришці касети, що засувається в корпус, фіксується гвинтом і пломбується.

Дозиметр γ -випромінювання складається з двох ТЛД на основі скла ІС-7. У дозиметрі використовуються пластинки діаметром 8 мм і товщиною 1 мм, поміщені в алюмінієві коробочки з компенсувальними фільтрами зі свинцю. Показання дозиметрів визначаються на вимірювальному пульті ІКС-А.

Дозиметр повільних нейтронів складається з двох ТЛД на основі алюмофосфатного скла з уведеним у нього літієм. Конструкційне оформлення таке ж, як і γ -дозиметра. Показання дозиметра повільних нейтронів є сумою показань від дози γ -випромінювання й керми повільних нейтронів, причому дозова чутливість до нейтронів приблизно в 100 разів вища, ніж до γ -випромінювання. Для більш точного визначення керми повільних нейтронів від показань літєвого дозиметра потрібно відняти показання дозиметра γ -випромінювання з урахуванням різниці їхньої чутливості до γ -випромінювання.

Тканинна керма проміжних і швидких нейтронів визначається трековим дозиметром «Діна» (рис. 8.5). Принцип дії дозиметра заснований на близькості енергетичних залежностей тканинної керми нейтронів й ефектив-

ного перерізу поділу ^{237}Np за борним фільтром. Завдяки цьому вимірювання керми проміжних і швидких нейтронів зводиться до обрахування осколків поділу ^{237}Np , зареєст-

рованих двома трековими детекторами із силікатного скла. Обрахування числа треків здійснюється за допомогою мікроскопа з кратністю збільшення приблизно 2000.

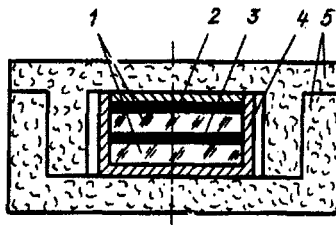


Рис. 8.5. Конструкція дозиметра «Діна»:
1 – скляний трековий детектор; 2 – ізомерний родієвий детектор;
3 – мішень ^{237}Np ; 4 – хомут; 5 – борний фільтр

До γ -випромінювання трековий дозиметр практично не чутливий. Тому дозу захоплювального γ -випромінювання вимірюють одночасно з дозою зовнішнього γ -випромінювання дозиметром ІКС-А. Тривалість визначення показань трекового детектора 20–30 хв.

Ізомерний детектор являє собою фольгу з металевого родію товщиною 60 мг/см^2 і площею 1 см^2 . Для зменшення активації повільними нейтронами він поміщений усередині борного дозиметра «Діна». Показання ізомерного родієвого детектора визначаються на спектрометрі, який дозволяє виділити частину спектра імпульсів, обумовлених характеристичним випромінюванням. Діапазон вимірювання дози нейтронів 0,3–1 Гр, що є достатнім для первинного сортування людей при аварійній ситуації. Похибка не більше $\pm 20 \%$ через 2 год після аварії.

Визначення показань ізомерного детектора здійснюють на щільному родієвому спектрометрі. Статистична похибка вимірювання дози нейтронів залежить від дози й часу проведення вимірювань і становить $\pm 10\text{--}20 \%$.

Значний інтерес становлять також методи спектрометрії нейтронів, які можна використовувати при аварійних ситуаціях. За спектрами можна розрахувати розподіл дози нейтронів у тілі людини при аварійному опроміненні й часто найбільш точно визначити дозиметричні характеристики нейтронного випромінювання. Спектрометричні вимірювання необхідні для моделювання радіаційних аварій, вивчення радіаційної обстановки в приміщеннях із критичними збірками й реакторами на випадок аварії, градування аварійних дозиметрів нейтронів тощо.

Відомі активаційні нейтрон-спектрометричні набори детекторів двох типів. Перший з них, найбільш простий, призначений для грубої оцінки спектра вимірюванням флюенса нейтронів у декількох інтервалах енергії й розрахунку за отриманими значеннями дози. Такі нейтрон-спектрометричні набори близькі до активаційних індивідуальних дозиметрів нейтронів.

Методи визначення їхніх показань практично ідентичні, а спектрометричні можливості обмежені. Інший тип набору детекторів у повному розумінні слова є спектроме-

тром нейтронів, тому що за його показниками за допомогою певних математичних методів відновлюють спектр нейтронів, тобто отримують диференціальну енергетичну залежність флюенса або щільності потоку нейтронів.

Широкі можливості має зонний аварійний спектрометричний набір детекторів «Засада» (рис. 8.6). Він заснований на використанні активаційних детекторів і визначенні за їх показниками спектра й дози нейтронів і доз γ -випромінювань.

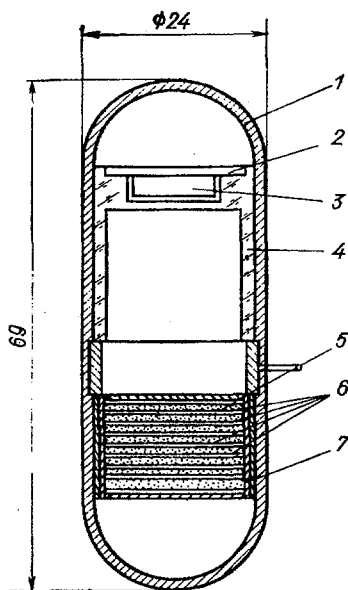


Рис. 8.6. Спектрометр нейтронів «Засада»:
1 – корпус; 2 – мідний детектор; 3 – дозиметр ІКС-А; 4 – шайба; 5 – картон;
6 – детектори; 7 – кадмієвий екран

Спектр нейтронів при цьому розбивають на три області: теплову, проміжну й швидку. У тепловій області використовують мідний детектор, у проміжній – резонансні детектори з індію, марганцю й хлору в сполученні з детектором з диспрозію, у швидкій – граничні детектори з індію, фосфору, заліза й алюмінію.

Детектори проміжних нейтронів виготовлені пресуванням солей або окислів цих елементів у чистому вигляді або в суміші з бензойною кислотою. Пресуванням фосфорного амонію й порошкоподібного карбоні-

льного заліза виготовлені детектори з фосфору й заліза. Інші детектори використовують у вигляді металевої фольги або дисків. Діаметр детекторів 19 мм. Розміщені вони всередині алюмінієвого корпусу, що складається з двох частин, пофарбованих у червоний і золотавий кольори. У червоній частині знаходиться кадмієвий контейнер з набором резонансних і граничних детекторів, а в золотавій – мідний детектор. Для повноти відомостей про дозу випромінювання в нього включений γ -дозиметр ІКС-А.

Визначення активності детекторів здійснюють шляхом вимірювання швидкості лічення β -частинок або конверсійних електронів за допомогою проточного пропорційного 4π -лічильника, а з метою виключити вплив фонові активації рекомендують проведення багаторазових вимірювань і побудову кривої розпаду.

Для відновлення спектрів швидких нейтронів використовують експресний метод, заснований на експонентній апроксимації диференціального спектра нейтронів. На підставі досліджень спектрометричних характеристик детекторів нейтронів з нуклідами, що діляться, і вивчення методів відновлення спектрів за їх показниками були розроблені спектрометри нейтронів «Дисней» і «Дисней-1».

Спектрометр нейтронів «Дисней» складається з ^{235}U , $^{235}\text{U} + \text{Cd}$ і ^{235}U , ^{237}Np , ^{238}U і ^{32}S , розташованих за фільтром $1\text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$, виготовленим з бору, збагаченого до 85 % по ізотопі ^{10}B . Детектори розташовані у фільтрі всередині кадмієвого стакана. Мішені з ^{235}U , ^{237}Np і ^{238}U перебувають у контакті з пластинками із силікатного скла або слюди, які є трековими детекторами осколків поділу. Площа мішеней і детекторів 1 см^2 . Основне призначення фільтра з $1\text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$ ^{10}B полягає у формуванні граничної характеристики нукліда ^{235}U . Нуклід ^{237}Np поміщено за фільтр, щоб уникнути впливу підпорогового поділу. ^{238}U знаходиться за фільтром, оскільки в якості мішені використовується природний уран і фільтр дозволяє зменшити додатковий поділ нейтронами, обумовлений домішкою ^{235}U . Таблетки сірки також розміщують усередині фільтра для запобігання захоплення теплових нейтронів нуклідом ^{34}S , тому що при виготовленні таблеток використовували природну суміш ізотопів.

Спектрометр нейтронів «Дисней-1» крім перерахованих детекторів містить ^{235}U усе-

редині борних фільтрів товщиною $0,1$ і $0,4\text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$ ^{10}B і граничні детектори ^{27}Al (n, p) і ^{27}Al (n, α). Фільтри в спектрометрі «Дисней-1» виготовлено з природного бору методом пресування, що значно знижує вартість спектрометра й уможливує його масове виготовлення. Частини фільтрів з'єднано пружинами. Усі детектори, що містять ^{235}U , мають у своєму складі також мішені з природного урану, що дозволяє розширити область вимірювань у бік більших значень флюенса теплових і проміжних нейтронів. Схематичне зображення спектрометра «Дисней-1» наведено на рис. 8.7. Для підвищення надійності вимірювань усі трекові детектори в спектрометрах «Дисней» і «Дисней-1» дубльовано.

Спектрометри нейтронів «Дисней» і «Дисней-1» призначено для вимірювання спектрів нейтронів у безперервних та імпульсних полях випромінювання при дослідженні радіаційної обстановки в приміщеннях із критичними збірками й реакторами, при моделюванні аварій, для градування дозиметрів нейтронів. Вони дозволяють вимірювати спектри нейтронів у каналах і виведених пучках випромінювання реактора при проведенні ядерно-фізичних, радіобіологічних та інших експериментів. Габарити спектрометра дозволяють виміряти спектри в різних точках на поверхні фантомів і в полях нейтронів зі значним градієнтом.

Спектрометри «Дисней» і «Дисней-1» вимірюють спектри нейтронів з енергією від теплової до 10 MeV . Діапазон вимірювання флюенса становить для теплових нейтронів 10^5 – 10^{10} нейтрон $\cdot \text{см}^{-2}$, для проміжних 10^8 – 10^{12} нейтрон $\cdot \text{см}^{-2}$ і для швидких 10^9 – 10^{13} нейтрон $\cdot \text{см}^{-2}$. Похибка вимірювання флюенса нейтронів не більша 10–15 %. Максимальний розмір спектрометра 60 мм. Тривалість обробки показань детекторів і відновлення одного спектра не більше 3 год.

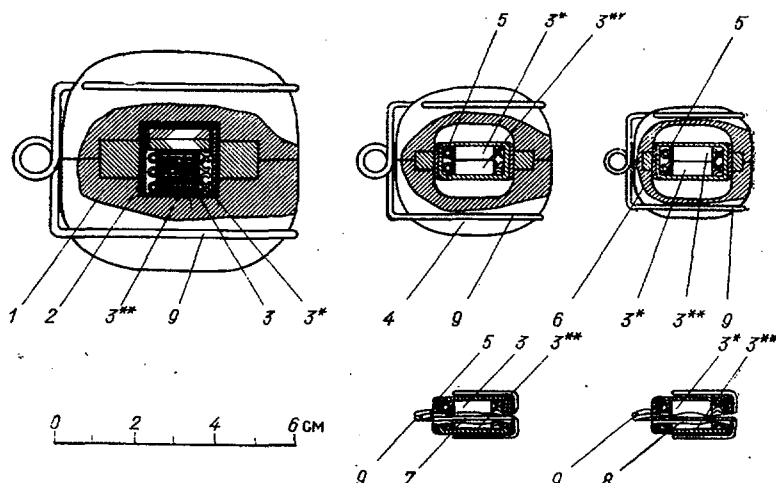


Рис. 8.7. Спектрометр нейтронів «Дисней-1»:

1 – борний фільтр товщиною $1 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2} {}^{10}\text{B}$; 2 – кадмієвий екран; 3 – трековий детектор з мішенню з ${}^{237}\text{Np}$; 3* – те ж із ${}^{235}\text{U}$; 3** – те ж із природним ураном; 4 – борний фільтр товщиною $0,4 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2} {}^{10}\text{B}$; 5 – кадмієвий екран; 6 – борний фільтр товщиною $0,1 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2} {}^{10}\text{B}$; 7 – кадмієвий фільтр; 8 – алюмінієвий фільтр; 9 – пружина

8.5. Ретроспективні методи дозиметрії

Описані індивідуальні дозиметри дозволяють надійно вимірювати дозу γ -випромінювання під час аварійного опромінення персоналу, який обслуговує ядерні реактори, критичні збірки й інші джерела іонізуючого випромінювання. Однак не завжди аварійний контроль є всеосяжним, не кожний раз вдається й не завжди можна розташувати на поверхні тіла людини стільки дозиметрів, щоб одержати розподіл дози по тілу. Нарешті, досить часто значного переопромінення зазнають потерпілі при випадковому опроміненні, коли індивідуальний дозиметричний контроль узагалі відсутній. Необхідні методи оцінки дози, працездатні під час відсутності дозиметрів.

На сьогодні не існує жодного методу, застосування якого здатне повністю вирі-

шити проблему ретроспективного визначення доз. Тільки сукупність розрахункових, фізичних і біологічних методів з наступною експертною оцінкою дає необхідну вірогідність результатів.

Поглинені дози можна розрахувати, користуючись деякими початковими умовами. У кращому випадку це можуть бути й результати моделювання. Відновлення доз доцільно починати за допомогою методу імітаційного моделювання, тому що, враховуючи його розрахунковий характер, цей метод можна застосувати для оцінки будь-яких, у тому числі й дуже малих доз. Якщо ж одержувані дозові оцінки будуть перевершувати поріг чутливості інших методів, тоді слід переходити до цих методів.

Метод імітаційного моделювання був успішно реалізований для ретроспективного визначення доз, отриманих учасниками ліквідації наслідків аварії (ЛНА) на

Чорнобильській АЕС. Було розроблено три методики:

методика ретроспективної оцінки доз зовнішнього γ - і β -випромінювання учасників ЛНА на Чорнобильській АЕС;

методика ретроспективної оцінки доз внутрішнього опромінення, отриманих особами з персоналу 30-кілометрової зони Чорнобильської АЕС у результаті інгаляційного надходження радіоактивних продуктів викиду;

ретроспективна оцінка індивідуальних доз опромінення щитовидної залози в персоналу ядерного об'єкта у випадку аварії, що супроводжується радіоактивним викидом.

У загальному випадку ретроспективна оцінка доз зовнішнього опромінення повинна містити в собі оцінку доз:

за типом джерела: від об'ємного джерела, від поверхневого джерела, від контактного джерела;

за продуктами поділу: від короткоіснуючих нуклідів ($T_{1/2} < 1$ доби), від довгоіснуючих нуклідів;

за типом випромінювання: від γ -випромінювання, від β -випромінювання.

У методиці, розробленій для Чорнобильської АЕС, розглянуто питання ретроспективної оцінки доз γ - і β -випромінювання від поверхневого джерела, представленого довгоіснуючими радіонуклідами.

Ретроспективне визначення доз зовнішнього γ - і β -випромінювання виконується для кожного окремого учасника ЛНА на підставі підготовленого відомством списку, за верифікованими даними про радіаційну обстановку, верифікованого маршрутного листа, анкети, даних про вміст радіонуклідів в організмі, обмірюваних на ЛВЛ, і даних непрямої дозиметрії.

Маршрутні листи учасників ЛНА повинні містити таку інформацію:

місце перебування учасника ЛНА;
часовий інтервал перебування учасника ЛНА в даному місці;

причини перебування в даному місці;
місце й тип харчування;
застосовувані засоби захисту (окуляри, рукавички тощо);

застосовувані засоби радіаційного й дозиметричного контролю, де носився дозиметр;

чи була відома радіаційна обстановка на маршруті руху;

чий розпорядження, вказівки виконувалися, ціль роботи;

приладове забезпечення радіаційного контролю в місці роботи;

будь-які інші факти, що запам'яталися, події, ситуації;

хто працював під час даного епізоду разом з даною особою (наскільки можна докладно);

особисті дані: адреса, паспорт, рік народження, зріст, вага, діти;

чи проводилися (коли) відновлення доз, результати.

Оцінка доз опромінення учасників ЛНА здійснюється у два етапи.

Перший етап – оцінка експертами вихідних даних про можливі рівні опромінення на основі відомостей з анкети учасника ЛНА, його «маршрутного листа», що складається з ряду «епізодів», які описують закінчений етап робіт. Кожний епізод представляється як сукупність «фреймів», що характеризують частину роботи протягом певного часу, коли потужність експозиційної дози й відношення потужностей поглинутих доз γ - і β -випромінювання можна вважати постійними величинами.

Другий етап – розрахунок доз зовнішнього γ - і β -випромінювання з використанням закономірностей формування доз.

На основі розрахованих величин і з застосуванням теорії непарних множин роз-

раховують максимально можливі дози зовнішнього γ -, β -випромінювання.

Разом з розрахунком доз зовнішнього γ - і β -випромінювання в методиці враховувався внесок дози зовнішнього опромінення від забрудненого радіонуклідами одягу з урахуванням вітрового підйому й вторинного переносу радіонуклідів.

Для розрахунку доз внутрішнього опромінення щитовидної залози у персоналу Чорнобильської АЕС приймалися наступні вихідні дані й умови.

У рекомендаціях прийнято, що інгаляційне надходження радіоізотопів йоду (^{131}I – ^{135}I) і їхніх попередників для даної групи осіб могло бути реалізоване переважно протягом перших 10 днів з 26 квітня по 5 травня 1986 р., тобто в період основного викиду радіонуклідів з аварійного реактора в атмосферу. При розрахунках ураховується можливість однократного й пролонгованого інгаляційного надходження радіойоду в організм.

Пероральний шлях надходження радіонуклідів в організм вважається не характерним для персоналу Чорнобильської АЕС.

Йодна профілактика персоналу Чорнобильської АЕС проводилася, починаючи з першого дня розвитку аварії.

Вимірювання потужності дози γ -випромінювання над щитовидною залозою проводилися за допомогою дозиметричного приладу ДРГ-3-02 і радіометра СРП-68-01 у період з 30 квітня по 8 травня 1986 р.

Вимірювання здійснювалися впритул до основи шиї (між долями щитовидної залози).

Найважливішою умовою вимірювань була відсутність забруднення одягу.

Фон приладу визначався шляхом вимірювання потужності експозиційної дози в області передбачуваного розташування щитовидної залози при відсутності людини.

Методика вимірювань на пізніх етапах аварії (з 3-го по 4-й тиждень) включас, крім вимірювань щитовидної залози, вимірювання плеча або гомілки з метою віднімання внеску радіоцезію організму.

Спектральний склад γ -випромінювання при дозиметричному обстеженні персоналу не враховується.

В якості базового масиву даних можуть бути використані результати дозиметричного обстеження щитовидної залози приблизно в 600 співробітників Чорнобильської АЕС.

Градуювання СРП-68-01 здійснювалося за допомогою каліброваного джерела γ -випромінювання ^{137}Cs . У результаті калібрування показання приладу з мкР/год переводилися в одиницю активності щитовидної залози, мкКі.

В якості основних моделей надходження радіонуклідів йоду в організм осіб із числа персоналу Чорнобильської АЕС можуть бути використані:

модель однократного (короткочасного) надходження;

модель пролонгованого надходження при постійній концентрації радіойоду у вдихуваному повітрі;

комбінація моделей однократного й пролонгованого надходжень.

Рівень опромінення щитовидної залози, обумовлений надходженням ^{131}I , у загальному випадку розраховується за співвідношенням

$$D = \frac{370}{m} E \int_0^{\infty} A_{\text{щ}}(t) dt,$$

де D – доза, поглинена щитовидною залозою, рад; E – середня енергія β -випромінювання ізотопу на акт розпаду ядра, Дж/розп.; m – маса щитовидної залози, кг; $A_{\text{щ}}(t)$ – вміст ^{131}I в щитовидній залозі на момент вимірювання, Бк (мкКі); t – час, що пройшов після аварійного викиду до моменту вимірювання, доба.

У випадку однократного (короткочасного) надходження радіонукліда вміст ^{131}I в щитовидній залозі визначається за формулою

$$A_{\text{щ}}(t) = \frac{K \cdot (P_n(t) - P_f(t))}{e},$$

де t – час, що пройшов після аварійного викиду до моменту вимірювання, доба; K – перерахунковий коефіцієнт, Бк/(мР/год) або Бк/(мкР/с), мкКі/(мР/год), мкКі/(мкР/с) (табл. 8.6); P_n – максимальне значення потужності експозиційної дози γ -випромінювання, обмірюване при встановленні датчика приладу

впритул до основи шиї між долями щитовидної залози, мР/год (мкР/с); P_f – потужність експозиційної дози γ -випромінювання при розташуванні датчика приладу впритул до плечової частини руки (фон методу), мР/год (мкР/с); e – поправка на γ -випромінювання ^{131}I в перші дні після початку аварії.

Для приладів СРП-68 і ДРГ-01 перерахунковий коефіцієнт для персоналу старше 18 років: $K = 10 \text{ мкКі}/(\text{мкР}/\text{с}) = 2,8 \text{ мкКі}/(\text{мР}/\text{год}) = 3,7 + 5 \text{ Бк}/(\text{мк}/\text{с}) = 1,0\text{Е} + 5 \text{ Бк}/(\text{мР}/\text{год})$.

Таблиця 8.6. Значення перерахункового коефіцієнта

Момент вимірювання після початку аварії, доба	1	2	3	4	5	6 і більше
Значення перерахункового коефіцієнта, відн. од.	3,1	1,8	1,3	1,2	1,1	1,0

Для приладу ДП-5В $K = 4,0 \text{ мкКі}/(\text{мР}/\text{год})$. При горизонтальному розташуванні датчика вимірювання здійснювати з закритим вікном датчика, орієнтованим до шиї.

Рівень опромінення щитовидної залози, обумовлений ^{131}I , з моменту вимірювання до повного виведення радіонукліда з організму визначається за формулою

$$D_1(t) = d \cdot A_{\text{щ}}(t),$$

де $A_{\text{щ}}(t)$ – вміст ^{131}I , визначений за формулою; d – для осіб старше 18 років чисельно дорівнює значенню 5,9 бер/мкКі.

Значення очікуваної еквівалентної дози, обумовленої виявленням вмістом ^{131}I у щитовидній залозі, за час з моменту вдихання до повного виведення радіонукліда з організму визначається за формулою

$$D_2(t) = C(t, T) \cdot D_1,$$

де $C(t, T)$ – поправка на час, що пройшов з моменту надходження до вимірювання для осіб старше 18 років, відн. од. (табл. 8.7); T – час після початку аварії до моменту надходження, доба; D_1 – очікувана еквівалентна доза за формулою, бер.

Таблиця 8.7. Значення поправки на час

Інтервал часу $t-T$, доба	1	2	3	4	5	6	7	8	9
Поправка $C(t, T)$, відн. од.	1,1	1,2	1,3	1,4	1,6	1,7	1,9	2,1	2,3

Доцільно, показання індивідуальних аварійних дозиметрів порівнювати й доповнювати іншими даними про дозу, одержуваними в ході дозиметричного й медичного обстеження в клініці й на стаціонарній апаратурі. Так, при аварійному опроміненні нейтронами в усіх випадках проводиться

оцінка дози по активації натрію в організмі й крові потерпілих. Додаткові відомості про орієнтацію тіла відносно джерела випромінювання можуть бути отримані за активацією сірки у волоссі та одязі, за активацією предметів, що знаходяться на потерпілих. Розподіл дози γ -випромінювання по тілу

потерпілих може бути здійснений більш детальним вимірюванням інтенсивності радіоіолюмінесценції або електронного парамагнітного резонансу від зразків опроміненого одягу, документів, волосся, нігтів тощо.

За відсутності індивідуальних аварійних дозиметрів інформація про дозу нейтронів може бути отримана вимірюванням наведеної активності в тілі людини. Найбільше активуються ^{37}Cl , ^{18}O , ^{23}Na , ^{26}Mg , ^{31}P і ^{41}K . Визначальними в активації є натрій і хлор. У сумі вони в момент опромінення дають близько 70 % активності, а через 10 хв – 90 %. Для більш пізнього часу (більше 3 год) основним в активності стає один ^{24}Na , а через багато днів ^{32}P . Найбільш придатним і широко використовуваним методом є вимірювання активності ^{24}Na . Цей нуклід утворюється переважно при захопленні теплових нейтронів ^{23}Na і розпадається з періодом напіврозпаду 15 год, випускаючи β -частинки з граничною енергією 1,36 MeV і фотони з енергією 1,38 MeV. Період напіввиведення натрію з організму становить 11–13 діб, що можна не враховувати при визначенні активності ^{24}Na після аварійного опромінення.

Натрій зустрічається в усіх тканинах організму. Однак вважають, що оцінка дози за активністю ^{24}Na в крові більш надійна, ніж за його активністю в усьому організмі.

Наявність інших продуктів активації доводиться враховувати при визначенні дози нейтронів за ^{24}Na , особливо якщо вимірювання здійснюють у перші хвилини після аварійного опромінення й не спектрометричними методами.

Особливо просто й з найменшою похибкою визначається флюенс нейтронів, якщо відомий відносний внесок теплових, проміжних і швидких нейтронів у місці розташування людини під час аварії, наприклад на підставі заздалегідь проведених вимірю-

вань просторово-енергетичного розподілу нейтронів у приміщенні.

Необхідна для знаходження флюенса нейтронів і дози активність ^{24}Na у тілі людини визначається експериментально або вимірюванням питомої активності ^{24}Na у пробах крові β -лічильниками й сцинтиляційними γ -спектрометрами, або вимірюванням вмісту ^{24}Na в організмі за допомогою ЛВЛ. Мінімальна питома активність ^{24}Na у крові, вимірювана зі статистичною похибкою не більше $\pm 10\%$, при проведенні вимірювань протягом 30 хв становить близько $2,5 \cdot 10^{-5}$ мкКі $\cdot$ мл $^{-1}$. Для швидкої орієнтовної оцінки дози нейтронів використовують той факт, що питомій активності ^{24}Na в 1 пКі $\cdot$ мл $^{-1}$ відповідає доза нейтронів 160 рад.

Вміст ^{24}Na в організмі людини може бути виміряний за допомогою ЛВЛ. Цей лічильник являє собою сцинтиляційний спектрометр із багатоканальним аналізатором. Мінімальна вимірювана активність становить 0,6 мкКі при статистичній похибці не більше $\pm 10\%$ і проведенні вимірювань протягом 30 хв.

Для швидкої орієнтовної оцінки дози нейтронів у радах обмірювану активність ^{24}Na , мкКі, потрібно помножити на коефіцієнт, рівний 4 ± 1 .

Для оцінки дози нейтронів за наведеною активністю в тілі людини крім ^{24}Na може бути використаний ^{32}P , що утворюється у волоссі та нігтях за реакцією $^{32}\text{S}(n, p)^{32}\text{P}$ з порогом близько 2,5 MeV. Наведені в літературі результати аналізу великої кількості зразків волосся свідчать про постійний вміст сірки у волоссі, який дорівнює 48 ± 5 мг сірки на 1 г волосся, незалежно від їхнього кольору, густоти, розташування, віку й статі людини.

Вміст у волоссі фосфору, на якому з перерізом того ж порядку протікає реакція на теп-

лових нейтронах $^{31}\text{P}(n, \gamma)^{32}\text{P}$, становить тільки $0,155 \pm 0,042 \text{ мг} \cdot \text{г}^{-1}$, що дозволяє не враховувати внесок в активність від останньої реакції, за винятком спектрів з великою часткою теплових нейтронів.

Граничний характер перерізу реакції $^{32}\text{S}(n, p)^{32}\text{P}$ дозволяє визначати дозу швидких нейтронів, а при відомому енергетичному спектрі нейтронів – повну дозу від нейтронів усього спектра. Порівнюючи активність зразків волосся з різних частин тіла, можна визначити орієнтацію тіла людини під час аварії й одержати додаткову інформацію до даних, що ґрунтуються на вимірюваннях вмісту ^{24}Na у крові.

При вмісті сірки в людському волоссі близько 5 % флюенс нейтронів з енергією вище 2,5 МеВ дорівнює $F = 1,4 \cdot 10^8 \text{ А, нейтрон} \cdot \text{см}^{-2}$, де A – питома активність ^{32}P , розп. $\cdot \text{хв}^{-1} \cdot \text{г}^{-1}$.

Для швидкого приблизного визначення дози нейтронів з енергією вище 2,5 МеВ активність ^{32}P розп. $\cdot \text{хв}^{-1} \cdot \text{г}^{-1}$ потрібно розділити на 2 для одержання дози нейтронів у радах.

До переваг зазначеної дозиметричної методики належать великий період напіврозпаду ^{32}P (14,3 доби), що дозволяє здійснювати вимірювання через кілька діб або навіть тижнів після опромінення, можливість орієнтовної оцінки розподілу дози на поверхні, нульова вартість і доступність детектора, можливість використання простих і широко розповсюджених низькофонових установок для вимірювання β -активності.

До недоліків належать можливість коректного зіставлення наведеної активності ^{32}P у волоссі тільки за дозою швидких нейтронів і порівняно складна методика виділення фосфору, невисокі чутливість і точність, обмежений енергетичний діапазон, як і в сірчаного активаційного детектора.

Нуклід ^{32}P виділяють осадженням його з азотнокислого розчину в присутності відо-

мої кількості носія фосфору у вигляді фосфату цирконію або фосформолібдату амонію. Такий метод виділення фосфору має майже універсальне застосування. По 1 г волосся може бути обміряна доза нейтронів з енергією, яка перевищує поріг для сірки, рівна 4 рад. Для визначення потрібно приблизно 6 год.

Запропоновано прямий метод визначення ^{32}P у волоссі без їх попереднього руйнування й без хімічного виділення фосфору. Волосся вистригають з різних ділянок голови й інших частин тіла. Вимірювання здійснюють за допомогою β -лічильника з пластичним скінцилятором. Для дози нейтронів з енергією вище 2,5 МеВ, що дорівнює 1 рад, швидкість лічення становила $0,55 \text{ імпл.} \cdot \text{хв}^{-1} \cdot \text{г}^{-1}$. Мінімальна доза нейтронів з енергією вище 2,5 МеВ, яка може бути визначена цим методом, становить 20 рад. Попередню оцінку прямим методом можна провести протягом 2 год. Недоліком методу є невисока чутливість.

Певну інформацію про дозу нейтронів може дати наведена активність предметів, що знаходилися у потерпілих. У тій чи іншій мірі активуються одяг, документи, ключі, золоті коронки, годинник, оправа окулярів тощо. Різноманітність цих предметів, їх форма і склад не дозволяють дати заздалегідь відомі коефіцієнти для переходу від обмірюваної на якій-небудь установці швидкості лічення до дози нейтронів. Виключенням є металеві монети, які відрізняються постійним складом, що полегшує інтерпретацію результатів вимірювання наведеної активності. Крім того, монети часто виявляються у потерпілих.

З погляду взаємодії з нейтронами істотним є те, що в мідних монетах містяться мідь і марганець, а в нікелевих, крім того, нікель. Активація міді й марганцю визначається тепловими й проміжними нейтронами й може бути використана для знаходження їх

флюенса. Активація нікелю може дати відомості про флюенс і дозу швидких нейтронів з енергією вище 2,3 MeV.

Однак точність оцінок невелика, що пов'язане з поганими дозиметричними характеристиками активаційних детекторів взагалі.

Для оцінки дози нейтронів за активацією супутніх предметів їхні зразки повинні бути обраховані на низькофонової установці. При цьому знімають криву поглинання β -випромінювання для виділення швидкості лічення від необхідного радіонукліда. Якщо це не монети, то здійснюють градування предметів у відомому полі нейтронів для одержання ефективності реєстрації теплових, проміжних і швидких нейтронів.

Радіоліолюмінесценція (РЛЛ) – це випускнення світла при розчиненні попередньо опромінених твердих тіл. Хоча відоме це явище давно, але особливий інтерес до нього з'явився в останні роки завдяки дослідженням, що використовували РЛЛ для дозиметрії іонізуючих випромінювань. З цієї точки зору вони вивчали РЛЛ таких органічних і неорганічних речовин, як хлориди лужних металів і сахариди (глюкоза, манноза, трегалоза й т. п.). Особливо привабливими для дозиметрії є органічні речовини, оскільки їхній склад близький до елементарного складу біологічної тканини.

Порівнюючи об'єктивно характеристики радіоліолюмінесцентних дозиметрів з існуючими, наприклад з термоліюмінесцентними або фотоліюмінесцентними, варто сказати, що при всіх перевагах вони навряд чи складуть їм значну конкуренцію. Це пов'язане з тим, що подібні дозиметри мають порівняно невисоку для серійних дозиметрів відтворюваність показань, чутливі до вологості, вимагають дотримання режиму розчинення й придатні лише для однократного застосування. Тому основне достоїнство РЛЛ полягає не стільки в можливості створення нового типу дозиметрів,

скільки в тому, що завдяки розчиненню й звільненню запасеної при опроміненні енергії спостерігається люмінесценція в речовинах, які звичайно будь-якою радіоліюмінесценцією не володіють.

Існування РЛЛ можливе не тільки в сахарах, але й в інших органічних речовинах, зокрема в біологічних тканинах людини. Зразки таких тканин, як волосся, нігті, роговий шар шкіри, завжди без шкоди можуть бути взяті в людини, яка зазнала аварійного або випадкового опромінення, а по виході РЛЛ цих зразків може бути визначена доза випромінювання. Отримані дані про РЛЛ зразків з різних ділянок поверхні тіла можуть бути доповненням до наявної системи індивідуального аварійного контролю при визначенні розподілу дози по тілу людини. Вони також можуть бути практично єдиним джерелом інформації про дозу при випадковому опроміненні, коли які-небудь індивідуальні дозиметри взагалі відсутні.

Для виявлення РЛЛ біологічних тканин використовують сцинтиляційний датчик з фотопомножувачем. Над фотокатодом розташовують скляну кювету з розчинником, зразки біологічних тканин знаходяться в чашці на обертовій осі й при провертанні висипаються в кювету. Імпульс струму ФЕП, викликаний світінням у момент розчинення зразків, надходить на вимірювальну установку для визначення параметрів ліоліюмінесценції.

Радіоліоліюмінесценцію виявлено в таких біологічних тканинах, як волосся, нігті, роговий шар шкіри, при впливі на них γ -випромінюванням. В якості розчинника був використаний водяний розчин сірчастого натрію, маса зразків становила близько 10 мг. Дозова чутливість волосся і нігтів різнилась в 1,5–2 рази.

Механізм виникнення РЛЛ біологічних тканин, очевидно, такий же, як і в інших органічних речовинах. При їх опроміненні

утворюються радикали R, що знаходяться у зв'язаному стані й тому протягом певного часу стійкі. При розчиненні вони здобувають рухливість і взаємодіють з киснем розчинника $R + O_2 \rightarrow RO_2$. Далі молекули RO_2 об'єднуються з утворенням бімолекулярної групи кисню, що перебуває в збудженому стані: $RO_2 + RO_2 \rightarrow R + R + (O_2)_2$. При переході цієї групи в основний стан випускається видиме світло з довжиною хвилі близько 480 нм. У використаному розчиннику сірчистий натрій забезпечує розчинення біологічних тканин і рухливість радикалів, а вода є тим середовищем, у якому відбувається їх взаємодія з киснем.

Разом з людиною опроміненню піддаються його одяг, документи тощо. У зразках цих предметів також було виявлено РЛЛ.

Дозова чутливість тканин і паперу в 5–7 разів нижча, ніж біологічних тканин, але при додаванні в органічний розчинник такого підсилювача люмінесценції, як люмінол, у концентрації порядку $10^{-2} \%$ вона збільшується більше ніж на порядок.

Радіоліолюмінесценція біологічних тканин і супутніх предметів з органічних речовин поступово зменшується після опромінення, тому що згодом спадає концентрація радикалів. Хоча деякі типи радикалів зникають уже в перші хвилини після опромінення, проте існують радикали з великим часом життя. Вони дозволяють викликати РЛЛ через тривалий час після опромінення, але вимагають введення поправки на часовий спад РЛЛ при визначенні дози для конкретного аварійного опромінення, а також урахування фонові люмінесценції.

Вільні радикали, що викликають РЛЛ органічних речовин, можуть бути зареєстровані не тільки по випусканню світла при їхній взаємодії з киснем, але й іншими методами. Маючи у своїй електронній оболонці неспарений електрон із певним магнітним моментом, вони можуть бути виявлені

по електронному парамагнітному резонансі (ЕПР). ЕПР у біологічних тканинах (волосся, нігті) відомий давно. Розглянуто можливість його застосування для аварійної дозиметрії. Поряд з багатьма речовинами вивчали ЕПР волосся, нігтів, гудзиків від одягу.

Доза може бути виміряна за допомогою волосся через тривалий час після опромінення, хоча чутливість буде нижчою, ніж відразу після опромінення. Радикали, які утворюються в бавовняній тканині, що становить основу при виготовленні халатів і комбінезонів, більше придатні для вимірювання дози. Тут становище більш сприятливе, ніж у випадку опромінення волосся, оскільки більшим по виходу виявився порівняно довгоіснуючий радикал. Це надає методу ЕПР більш високу чутливість і відкриває для нього більш широкі дозиметричні можливості.

Що стосується чутливості, то вона залежить від типу речовини, часу й умов здійснення вимірювань. Для вимірювання спектрів ЕПР при низьких температурах через невеликий час після опромінення чутливість оцінюється в кілька рад. При цьому потрібно мати на увазі, що у волоссі й нігтях крім радикалів, створених іонізуючим випромінюванням, є фонові радикали нерадіаційного походження.

У неопромінених речовинах на основі целюлози (папір, бавовняні тканини) вільні радикали відсутні, тому проблеми виключення фонових показань тут немає.

Використовують цілий ряд індикаторів ступеня впливу, у тому числі пригнічення числа формених елементів крові через різний час після опромінення; число й тип хромосомних змін, спостережуваних у культурах лімфоцитів периферичної крові, стимульованих до поділу шляхом додавання фітогематоглітину; пригнічення кісткового мозку, оцінюване цитологічними методами.

При застосуванні таких біологічних явищ для оцінки поглиненої дози заздалегідь передбачається відома крива «доза – ефект» для конкретного спостережуваного результату, певної якості випромінювання, потужності дози й ступеня рівномірності опромінення. Подібні криві «доза – ефект» для людини погано відомі при будь-якому сполученні фізичних умов. І хоча триваючі спостереження й збір даних неминуче підвищують застосовність подібних біологічних індикаторів дози в конкретних умовах, ці методи на сьогодні мають все-таки обмежене застосування в радіобіологічній дозиметрії.

Задача експериментального визначення дозових навантажень, що існували у минулому, виявляється принципово розв'язуваною у зв'язку з тим, що в природі досить широко поширені природні дозиметричні кристали. Багато твердих речовин зберігають сліди впливу проникних випромінювань. Однак стабільність таких слідів і простота їх спостереження найбільшою мірою властиві діелектричним кристалам. Зараз вважається, що з природних речовин найбільш зручними для дозиметрії є кварц і емаль зубів людини й тварин.

Кварц є відомим дозиметричним кристалом. Під впливом іонізуючої радіації у кварці виникають «радіаційні центри» – електронні пастки, що захопили вільні електрони, створені радіацією. Концентрація радіаційних центрів пропорційна поглиненій дозі. Дозиметричні властивості кварцу спочатку були використані для геологічного датування осадових порід і археологічного датування кераміки. Кварц, що входить до складу піску, різноманітний за складом домішок і містить пастки електронів різної природи й різної глибини залягання. У зв'язку з цим кожний досліджуваний зразок необхідно калібрувати по чутливості до радіації за допомогою доопромінення від ка-

ліброваного джерела γ -променів. Детектування радіаційних центрів у кварці здійснюється методом термолумінесценції й методом ЕПР спектрометрії.

Емаль зубів людини й тварин приблизно на 97 % складається з кристалічної речовини карбонат-гідроксил-апатит (3 % об'єму емалі припадає на органічну речовину лімфоємаль). Апатит є широкозонним діелектриком. Під впливом іонізуючих випромінювань в емалі виникають вільні електрони, які захоплюються домішковим центром і утворюють парамагнітний радикал CO_2 . Концентрація парамагнітних центрів пропорційна дозі. Однак структура й домішковий склад емалі можуть у певних межах змінюватися. Тому необхідно індивідуальне калібрування чутливості. Як і у випадку з кварцом, воно виконується за допомогою доопромінення зразка послідовно декількома дозами від каліброваного джерела γ -випромінювання. Детектування парамагнітних радіаційних центрів в емалі зуба здійснюється методом ЕПР.

Для вимірювання дози, накопиченої кварцовими частинками, необхідно використовувати кварцові частинки, вилучені з керамічних матеріалів, цегли й черепиці, тому що ці матеріали в процесі виготовлення проходять стадію високотемпературного технологічного відпалу, в результаті якого зникають радіаційні центри, накопичені при природному опроміненні протягом дуже тривалих (геологічних) періодів існування кварцу.

Звичайно кварцові частинки в кераміці використовують для вимірювання зовнішнього γ -опромінення. Для виділення кварцових частинок цеглу або черепицю подрібнюють механічними способами до стану грубозернистого порошку. Потім порошок піддають хімічній обробці й магнітній сепарації, в результаті чого отримують фракцію кварцового компонента. Отриманий у

такий спосіб зразок піддають термолюмінесцентному аналізу. Чутливість залежить від різновиду методики термолюмінесценції. У прямому методі (метод високотемпературного піка) чутливість становить близько 100 сГр. У більш складній і трудомісткій методиці (метод предози) чутливість досягає 10 сГр. Можливе також застосування методу ЕПР, однак у цьому випадку чутливість у кілька разів нижча. У деяких випадках метод ЕПР може мати перевагу перед методом термолюмінесценції, наприклад при дослідженнях невідпалених частинок кварцу в бетоні й інших об'єктах.

Спектри ЕПР радіаційних центрів в емалі звичайно спостерігаються на спектрометрах ЕПР при кімнатній температурі. Лінія ЕПР радіаційних центрів виявляється накладеною на лінію ЕПР органічного радикала, звичайно присутнього в спектрі ЕПР зуба, і не пов'язану з радіаційними центрами. Ця обставина утруднює спостереження ЕПР радіаційних центрів, зменшує чутливість методу й вимагає комп'ютерної розшифровки спектра – розкладання його на складові. Для приготування зразків, придатних для спостереження ЕПР, емаль відділяється від дентину за допомогою механічних пристосувань і подрібнюється в порошок з розмірами зерен близько 0,1 мм. Звичайно маса зразка 0,2–0,3 г. Чутливість методу ЕПР емалі зуба близько 20 сГр. Емаль зуба використовується для вимірювання дози зовнішнього γ -випромінювання й не може бути використана для оцінки внутрішньої дози за рахунок забруднення організму радіонуклідами. Для визначення концентрації радіаційних центрів в емалі зуба зараз застосовується тільки метод ЕПР.

Ці методи ретроспективної дозиметрії були використані для реєстрації доз радіаційного ураження об'єктів у зоні відчуження Чорнобильської АЕС. Так, метод термо-

люмінесценції дав цінну інформацію про коливання дозових навантажень, пов'язаних зі значними локальними неоднорідностями випадання радіоактивного пилу. За допомогою ЕПР дозиметрії по емалі зубів виконана реконструкція індивідуальних доз опромінення групи ліквідаторів аварії. Отримані також дані про індивідуальні дози диких тварин в 30-кілометровій зоні Чорнобильської АЕС (дикі кабани, лосі, олені, косулі).

У ситуаціях, пов'язаних з аварійним опроміненням людей, також можна побічно використовувати для оцінки кількості випромінювання, отриманого тканиною, вимірювання ступеня біологічної реакції цієї тканини. Можна навіть сказати, що в цьому випадку біологічні методи дозиметрії винятково корисні.

На сьогодні доцільне використання таких біологічних методів дозиметрії для ретроспективного визначення доз:

глікофориновий тест еритроцитів;

метод визначення факторів крові, що впливають на осідання еритроцитів у поділяючих середовищах;

хромосомні аберації в довгоіснуючій популяції лімфоцитів, тому що кількісна оцінка рівня соматичних мутацій і хромосомних аберацій у клітинах периферичної крові є способом біологічної індикації мутагенної дії на організм людини іонізуючої радіації.

Так, дослідження цитогенетичних показників в евакуйованих жителів м. Прип'яті й у ліквідаторів, проведені в перші місяці після виходу з зони Чорнобильської АЕС, показали наявність аберацій хромосом, рівень яких в 3–4 рази перевищував контрольний і зберігався стабільним протягом року після опромінення.

Виявлено помірну позитивну кореляцію частоти радіаційно-індукованих аберацій із дозою зовнішнього опромінення за документами в ліквідаторів.

Динамічне вивчення цитогенетичного ефекту в ліквідаторів виявило аномально уповільнені темпи елімінації аберацій хромосом, рівень яких через кілька років після опромінення продовжує залишатися вірогідно підвищеним відносно контрольного.

8.6. Дозиметричне обстеження постраждалих

Першим завданням, що виникає під час радіаційної аварії, є виявлення осіб, які зазнали переопромінення, і розподіл їх за важкістю ураження. Наступне невідкладне завдання полягає в тому, щоб надати клініцистам об'єктивні фізичні дані про дозу випромінювання. Перші дозиметричні відомості повинні бути отримані практично відразу після аварії, а в першу добу потрібно мати досить повну дозиметричну картину опромінення. Очевидно, що дозиметричне обстеження повинне бути чітко організованим, і його необхідно здійснювати в послідовності, найбільш доцільній для медичного забезпечення потерпілих.

Першим етапом дозиметричного обстеження є сам момент аварії або найближчі хвилини після її початку. У цей час персонал повинен оперативно отримати дозиметричну інформацію про раптове перевищення якогось порога дози або потужності дози.

Другий етап обмежений мінімально необхідним часом після аварії. За цей час повинні бути отримані відомості про характер опромінення, персональний склад учасників аварії та про осіб, які зазнали опромінення в дозі, що представляє небезпеку для здоров'я.

Характер опромінення визначається, в основному, типом реактора, на якому сталася аварія, а також особливостями аварії. Необхідно отримати відомості про те, чи був зовнішній загальний вплив обумовлений рентгенівським випромінюванням низької енергії, β - і γ -випромінюванням або їх

комбінацією, чи була можливість надходження всередину організму β -, α - або γ -активних речовин, особливо важких елементів.

Уточнюють список осіб, які зазнали при аварії загального опромінення в максимальній дозі вище 2 Гр, а при поверхневому загальному або місцевому опроміненні – у максимальній дозі рентгенівського або β - і γ -випромінювання більше 12 Гр. Одержання подібних відомостей дозволяє визначити показання до застосування спеціальних лікувальних препаратів і першочергової госпіталізації осіб даної категорії.

Контроль аварійного опромінення персоналу здійснюється у два етапи:

протягом 5 хв після виникнення аварії служба радіаційної безпеки забезпечує включення аварійних приладів і, користуючись показниками стаціонарної системи радіаційного контролю, виявляє приміщення й ділянки на території, де доза зовнішнього опромінення може перевищувати 2 Гр за будь-який інтервал часу (до 2 год після початку аварії), а доза опромінення критичних органів, включаючи щитовидну залозу, за рахунок надходження радіоактивних речовин в організм персоналу за зазначений період може перевищити 6 Гр;

для визначення зазначених приміщень і ділянок оперативний персонал переглядає показники контрольних точок на дисплеї системи радіаційного контролю. При цьому він повинен визначити й записати всі контрольні точки, показники яких становлять за потужністю γ -випромінювання більше 0,5 Р/год, за активністю ІРГ більше $1 \cdot 10^{-7}$ Кі/л, за активністю аерозолів – більше $6 \cdot 10^{-10}$ Кі/л. Використовуючи зазначені дані, вид аварії й експлікації приміщень і схеми території станції, фахівці з радіаційної безпеки інтерполяційними й екстраполяційними методами визначають інші приміщення й ділянки, де доза може перевищувати величину в 5 ЛД.

Крім цього, необхідно забезпечити якомога швидше в умовах медпункту або діагностичного відділення:

збір перших порцій сечі у потерпілих від моменту аварійного надходження й калу — за першу добу;

вимірювання на ЛВЛ активності нуклідів, що потрапила в організм, за їх основним або супутнім γ -випромінюванням;

терміновий аналіз перших зразків біопроб (сеча, кал), включаючи пробу крові;

контроль повноти відмивання шкіри, рани, а при показаннях подальше проведення дезактивації;

визначення показань до термінового оперативного втручання.

Отримані дані від дозиметричної служби підприємства повинні надійти лікарів, керівникові підприємства та до спеціалізованої медичної установи. Перші два етапи обстеження проводять на місці аварії.

Третім етапом одержання дозиметричної інформації є час протягом першої доби після аварії. До цього часу необхідно уточнити значення максимальної дози в греях, внесок нейтронів у сумарну дозу випромінювання, розподіл дозового навантаження по тілу для всіх осіб, які потрапили в аварію. При надходженні радіоактивних речовин усередину організму уточнюються значення активності, що потрапила в організм у межах похибки $\pm 50\%$, і основні радіонукліди. Поряд з визначенням внеску в дозу нейтронів з допустимою похибкою $\pm 50\%$ бажано одержати відомості про їхню енергію.

Серед персоналу аварійної зміни й населення найближчої зони виділяють групи з різним прогнозом формування сумарних дозових навантажень від загального зовнішнього γ - β -випромінювання менше 0,25 Гр (25 рад) і більше 0,75 Гр (75 рад) і надходження радіоактивного йоду з дозою на щитовидну залозу менше 0,75 Гр (75 рад) і бі-

льше 2,25 Гр (225 рад) відповідно. При цьому враховують, що основна частина дози формується за короткий строк (кілька годин, діб). Верхні ліміти доз є показанням до евакуації. При прогнозі сумарних доз нижнього діапазону евакуація не рекомендується.

Зазначені вище прогнозовані дози від опромінення для дорослих у період ухвалення рішення повинні бути нижчими за ті, що безпосередньо ушкоджують і викликають гостру променевою хворобу. Люди з цим рівнем доз потребують не лікувальних, а запобіжних заходів, що попереджують подальше зростання радіаційного навантаження й, по можливості, сприяють повному припиненню опромінення. Це досягається шляхом: укриття; евакуації; обмеження користування забрудненими продуктами, особливо молоком (у першу чергу в дітей); введення в організм стабільного йоду з метою блокування щитовидної залози; прийому ферацину для прискорення виведення цезію й інших рідкісноземельних елементів з організму.

На цьому ж етапі проводиться термінове сортування безпосередніх учасників аварії (персоналу АЕС і випадкових осіб, які перебували поблизу).

Виділяють для термінової госпіталізації групу осіб із гіпотезою розвитку у них гострої променевої хвороби II–IV ступеня важкості або радіаційних і комбінованих уражень шкіри.

Подальшому медичному обстеженню підлягають потерпілі при опроміненні в дозах, що перевищують:

0,25 Гр (25 рад) — загальне однократне зовнішнє рівномірне або нерівномірне опромінення;

1,5–3,0 Гр (150–300 рад) — локальне однократне опромінення, а також у випадку припущення про перевищення допустимого річного надходження радіонукліда за короткий проміжок часу.

На четвертому етапі протягом 2–6 діб після аварії дозиметричні дані повинні бути визначені з похибкою до $\pm 25\%$ у діапазоні нижче 1 Гр (100 рад) і вище 10 Гр (1000 рад) і $\pm 15\%$ області 1–10 Гр (100–1000 рад). Внесок нейтронів в опромінення різних ділянок тіла повинен бути визначений з такою ж похибкою. Для шкіри, підшкірних тканин, голови й кінцівок найбільшу точність потрібно одержати в діапазоні 10–25 Гр (1000–2500 рад). Для підвищення точності відомостей про розподіл дози по тілу важливо уточнити позу людей у момент аварії, ґрунтуючись на первинних клінічних показаннях.

На п'ятому етапі обробки клініко-дозиметричних даних, термін якого не обмежується, бажано одержати подальше уточнення дозиметричної інформації про розподіл поглиненої дози по тілу зі зменшенням допущеної раніше похибки у 2–3 рази. Тут же необхідні відомості про розподіл дози по окремих критичних органах – ділянках кісткового мозку, тонкого кишечника, шкіри. Для цього використовують уточнені дані про позу потерпілого під час аварії й клінічні показники, отримані в процесі спостереження за хворим протягом усього періоду формування захворювання.

Останні три етапи дозиметричного обстеження здійснюють, в основному, у радіологічному центрі.

Відмінною рисою обстеження потерпілих на місці аварії є необхідність одержання дозиметричної інформації, хоча й з високою точністю, але в дуже стислий термін і в умовах, коли проводять локалізацію аварії або її припинення й ліквідацію наслідків аварії. Одночасно становище може бути ускладнене необхідністю надання невідкладної допомоги потерпілим, зокрема усунення поверхневого забруднення тіла або прискорення виведення радіоактивних речовин, що у великих кількостях потрапили в організм.

Необхідність одержання інформації про рівень опромінення протягом 10 хв після аварії вимагає, щоб не тільки персонал, який працює на аварійно-небезпечній ділянці, був оснащений індивідуальними дозиметрами, але й щоб при проведенні робіт апаратура, що дозволяє здійснювати експресне вимірювання дози, була в справному й включеному стані.

Персонал і прикомандировані до АЕС особи повинні бути оснащені індивідуальними дозиметрами зовнішнього γ - β -випромінювання для визначення поглинених доз при виникненні аварії або при проведенні аварійно-відновлювальних робіт.

Для експресної оцінки рівнів зовнішнього опромінення персонал повинен бути оснащений дозиметрами оперативного контролю.

Служба радіаційної безпеки на АЕС повинна бути оснащена:

лічильниками випромінювання людини для вимірювання вмісту радіоактивних нуклідів в організмі й наступного розрахунку доз внутрішнього опромінення;

консервативними розрахунковими оцінками дозових навантажень персоналу по приміщеннях АЕС при проектних і запроектованих аваріях для прийняття оперативних рішень щодо захисту й евакуації персоналу з небезпечних зон;

програмою розрахунку аварійних доз опромінення персоналу й населення, яке перебуває за межами території АЕС для прийняття рішень щодо вибору маршруту евакуації, захисту персоналу й населення.

При виникненні радіаційної аварії й установленні її типу фахівці служби радіаційної безпеки за розрахунковими оцінками дозових навантажень персоналу й показанням переносних і стаціонарних γ -датчиків визначають можливі дози зовнішнього й внутрішнього опромінення за формулою:

$$D_{\text{зовніш}} = \sum_{i=1}^n P_i \cdot T_i,$$

де $D_{\text{зовніш}}$ – доза зовнішнього γ -опромінення персоналу; P_i – потужність експозиційної дози, Р/год в i -му приміщенні; T_i – час знаходження в i -му приміщенні за годину.

За відсутності вимірювань доза зовнішнього опромінення може бути оцінена виходячи з розрахованих заздалегідь можливих доз опромінення.

$$D_{\text{зовніш}} = D_{\text{вн. за зміну}} \cdot T_i / 6.$$

Експрес-оцінка дози на щитовидну залозу визначається як

$$D_{\text{щ}} = D_{\text{зовніш}} \cdot K_1 \cdot K_2 \cdot K_3,$$

де K_1 – розрахункові й експериментальні (при запроєктній аварії) співвідношення дози на щитовидну залозу й дози зовнішнього опромінення; K_2 – відношення дози на щитовидну залозу при застосуванні йодистого калію до дози без застосування йодистого калію; K_3 – величина проскакування через ЗІЗ органів дихання ізотопів йоду.

При незастосуванні ЗІЗ органів дихання та йодистого калію K_2 і K_3 дорівнює 1.

Експрес-оцінка дози на шкіру визначається як

$$D_{\text{шкір}} = D_{\text{зовніш}} \cdot K_4,$$

де K_4 – розрахункове співвідношення дози зовнішнього опромінення шкіри до дози зовнішнього γ -опромінення всього тіла.

Протягом декількох годин після опромінення уточнюються дози на щитовидну залозу, для цього датчик радіометра СРП-68-01, ДРГЗ-01 або ДП-5В торцем притуляють до поверхні шиї й визначають дозу на щитовидну залозу за формулами:

для СРП-68-01 і ДРГЗ-01

$$D_{\text{щ}} = 0,01 \cdot (P_n - P_f) \text{ бер};$$

для ДП-5В

$$D_{\text{щ}} = 0,015 \cdot (P_n - P_f) \text{ бер};$$

де P_n – максимальне значення потужності експозиційної дози γ -випромінювання, виміряне при встановленні датчика приладу впритул до основи шиї між долями щитовидної залози, мкР/год; P_f – потужність експозиційної дози γ -випромінювання при розташуванні датчика приладу впритул до плечової частини руки (фон методу), мкР/год.

Аварійні дози внутрішнього опромінення персоналу в основному визначаються дозами опромінення щитовидної залози при аварійному надходженні радіоактивних ізотопів йоду.

Обов'язковою умовою коректності вимірювання вмісту ^{131}I в щитовидній залозі є відсутність зовнішнього радіоактивного забруднення тіла й особистого одягу. Для цього необхідно проконтролювати забруднення за допомогою γ -радіометра (значення показань радіометра не повинні перевищувати фонових).

Установлений порядок дозиметричного обстеження потерпілих при радіаційних аваріях у радіологічному центрі спрямований на прискорення дозиметричного обстеження й забезпечення достатньої його повноти.

При підозрі на нейтронне опромінення або радіоактивне забруднення в радіологічному центрі у потерпілих відбирають проби крові, волосся з різних ділянок тіла, роблять мазки з поверхні тіла для наступного радіометричного аналізу. У спеціальний мішок складають одяг, металеві предмети, монети, каблучки тощо для визначення забруднення радіоактивними речовинами й активації нейтронами. Усі перераховані заходи виконують протягом першої години після надходження потерпілих до радіологічного центру.

Наступний період дозиметричного обстеження пов'язаний з установленням характеру променевого впливу на потерпілих.

Факт впливу зовнішнього γ -п-випромінювання встановлюють за індивідуальними аварійними дозиметрами, даними стаціонарної дозиметричної апаратури, показаннями потерпілих, супроводжуючих осіб і наявних документів. Вплив нейтронів установлюють додатково за наведеною активністю ^{24}Na у крові й організмі потерпілих, ^{32}P у волоссі та за активацією супутніх предметів. Якщо за умовами аварії не можна виключити потрапляння радіоактивних речовин усередину організму, то вони можуть бути виявлені по різкому розходженню в оцінках наведеної активності, зроблених по зовнішньому γ -випромінюванню організму й по активності крові.

Усі ці заходи повинні бути виконані протягом перших 6 год, а при великій кількості потерпілих – протягом 24 год, причому потерпілі, які гіпотетично уражені більшою мірою, повинні бути обстежені в першу чергу. Також протягом першої доби повинна бути визначена доза випромінювання. Дозу зовнішнього γ -п-випромінювання встановлюють за даними служби радіаційного контролю з місця аварії. Її значення можуть бути отримані найбільш точно за показниками індивідуальних дозиметрів, що знаходяться на потерпілих. Якщо на потерпілих аварійні дозиметри були відсутні, то оцінку дози випромінювання здійснюють за непрямыми даними з місця аварії.

При відсутності на постраждалих індивідуальних дозиметрів нейтронів дозу нейтронів визначають за наведеною активністю ^{24}Na в крові й організмі потерпілих (це робиться й при наявності індивідуальних дозиметрів). Початкову оцінку дози здійснюють за допомогою приладу УІМ2-2 (датчик важких частинок) або МКС-01р (β -датчик). Датчик прикладають впритул до грудей потерпілого.

Більш точне визначення наведеної активності ^{24}Na в організмі здійснюють за допомогою ЛВЛ.

При γ -опроміненні використання цих методів, звісно, неможливе. Визначення дози випромінювання при відсутності дозиметрів можна проводити вимірюванням інтенсивності РЛЛ або ЕПР зразків опромінених біологічних тканин людини (волосся, нігті, роговий шар шкіри), одягу, документів та інших супутніх предметів. Рівною мірою їх можна використовувати й для визначення дози нейтронів. Це ж дозволяє визначити й розподіл дози γ -п-випромінювання по тілу потерпілих. Деяку інформацію про дозу, з якісного боку, може дати первинна реакція організму на опромінення: строки прояву й тривалість нудоти, блювоти, строки прояву й локалізація почервоніння шкіри. Ці оцінки здійснює медичний персонал, і в кількісному відношенні вони наближені. Більш придатні вони для уточнення дози потерпілого при аварії.

У наступні 2–6 діб проводять уточнення відомостей про отриману дозу і її розподіл по тілу.

У цілому варто безперечно сказати, що при відсутності індивідуального аварійного контролю оцінка доз γ -п-випромінювання за непрямыми, навіть дозиметричними, даними хоча й може випадково виявитися близькою до істини, але не задовольняє вимогам клініки на жодному з етапів обстеження потерпілих.

Ще складнішим є визначення дози на шкіру й підшкірні тканини при зовнішньому і контактному β -опроміненні. У деяких випадках доза зовнішнього β -випромінювання може бути визначена дозиметрами. Однак ця ситуація складніша, ніж при зовнішньому γ -п-випромінюванні, оскільки опромінення дуже локалізоване, а число дозиметрів обмежене. Подібні складнощі виникають і при оцінці доз від контактного

опромінення, пов'язаного з радіоактивним забрудненням шкіри й одягу.

У цих випадках локалізація на шкірі й рівень доз встановлюються приладами для визначення поверхневого забруднення шляхом безпосереднього лічення β -частинок із забрудненої поверхні або методом мазків.

По флюенсу β -частинок зі шкіри або на шкіру у випадку ідентифікації ізотопу може бути обчислена доза на базальний шар шкіри й дерму з похибкою $\pm 20\%$, а без ідентифікації – з похибкою $\pm 70\%$. Хоча ці похибки в основному прийнятні для потреб клініки на початкових етапах обстеження, однак і їхня практична реалізація можлива далеко не завжди.

У найгіршому становищі, з точки зору точності визначення дози, знаходиться внутрішнє опромінення, індивідуальна дозиметрія якого взагалі відсутня. Хоча при внутрішньому опроміненні вже на перших етапах дозиметричного обстеження необхідний досить точний прогноз ступеня ураження від радіоактивних речовин, що потрапили всередину організму, однак у більшості випадків фактично можна лише виключити або встановити факт їхнього потрапляння. Якщо підозрюється потрапляння небезпечних кількостей радіоактивних речовин в організм, то негайно, не чекаючи закінчення дозиметричного обстеження, уживають заходів до прискорення їх виведення. У такій ситуації завдання дозиметрії полягає в оці-

нці можливого надходження радіоактивних речовин в організм потерпілого за даними про радіаційну обстановку в приміщенні після аварії й про характер аварії. Очевидно, це надходження може бути оцінене з точністю до коефіцієнта 10. Надалі безпосереднім або непрямим шляхом визначають вміст радіоактивних речовин в організмі потерпілого, здійснюють їх ідентифікацію й за отриманим значенням обчислюють тканинні дози на легені, стінки шлунка, тонку кишку тощо на різні моменти часу після аварійного опромінення. Похибка у визначенні тканинних доз у цій ситуації становить не менше 200–300%, що не відповідає клінічним вимогам у подібних випадках. Кількісну, а не якісну характеристику ураження з усіх біологічних методів може дати, очевидно, тільки аналіз числа хромосомних аберацій у клітинах кісткового мозку.

Після цього повинне бути здійснене моделювання аварії, якщо дозволяють її тип і збереження активної зони. Моделювання здійснюється на потужності дози, близькій до аварійної, і на малій з наступним переходом до реальної ситуації за найбільш надійними параметрами. Наприклад, по співвідношенню наведеної активності ^{24}Na в тілі потерпілих і у фантомах, за показниками індивідуальних дозиметрів на потерпілих, показниками дозиметрів, установлених у приміщеннях, а також по активації предметів.

Список літератури

- Абрамов А. И., Казанский Ю. А., Матусевич Е. С. Основы экспериментальных методов ядерной физики. – 2-е изд., перераб. и доп. – М.: Атомиздат, 1977. – 384 с.
- Аварии и инциденты на атомных электростанциях: Учеб. пособие / Под общей редакцией д-ра физ.-мат. наук, проф. С. П. Соловьева. – Обнинск, ИАТЭ, 1992. – 300 с.
- Аветисов Г. М., Булдаков Л. А., Гордеев К. И., Ильин Л. А. Стратегия НКРЗ по обоснованию временных пределов доз годового облучения населения после аварии на ЧАЭС. Концепция пожизненной дозы // Мед. радиология. – 1989. – № 8. – С. 3–11.
- Биологическая защита ядерных реакторов: Справ. – М.: Атомиздат, 1965. – 328 с.
- Брегадзе Ю. И., Степанов Э. К., Ярына В. П. Прикладная метрология ионизирующих излучений / Под ред. Ю. И. Брегадзе. – М.: Энергоатомиздат, 1990. – 264 с.
- Булдаков Л. А. Медицинские последствия радиационных аварий для населения // Мед. радиология и радиацион. безопасность. – 2002. – Т. 47, № 2. – С. 7–18.
- Вопросы дозиметрии и радиационная безопасность на АЭС А. А. Алексеев, В. В. Андреев, А. В. Носовский и др.; Под ред. А. В. Носовского. – Славутич: Укратомиздат, 1998. – 408 с.
- Голубев Б. П. Дозиметрия и защита от ионизирующих излучений: Учебник для вузов. – 3-е изд., перераб. и доп. / Под редакцией Е. Л. Столяровой – М.: Атомиздат, 1976. – 504 с.
- Горн Л. С., Хазанов Б. И. Современные приборы для измерения ионизирующих излучений. – М.: Энергоатомиздат, 1989. – 168 с.
- Готовность эксплуатирующей организации (лицензиата) на случай аварии на атомных электростанциях: Руководство по безопасности. Серия изданий по безопасности N 50-SG-06. – Вена, МАГАТЭ, 1982.
- Гуськова А. К. К обоснованию лимита хронического облучения // Вопросы радиационной безопасности. – 1999. – № 1 (13). – С. 16–19.
- Дозиметрический и радиометрический контроль при работе с радиоактивными веществами и источниками ионизирующих излучений: Метод. руководство. Т. 1. Организация и методы контроля / Под общ. ред. В. И. Гришмановского. – М.: Атомиздат, 1980. – 286 с.
- Дозиметрический и радиометрический контроль при работе с радиоактивными веществами и источниками ионизирующих излучений: Метод. руководство. Т. 2. Индивидуальный контроль. Радиометрия проб / Под общ. ред. В. И. Гришмановского. – М.: Атомиздат, 1981. – 312 с.
- Еремеев И. С. Автоматизированные системы радиационного мониторинга окружающей среды / Отв. ред. А. И. Кондалев. АН УССР. Ин-т ядерных исследований. – К.: Наук. думка, 1990. – 98 с.

- Закон Украины «Об обращении с радиоактивными отходами»* / УкрЯО. – К., 1995. – 24 с.
- Защита от ионизирующих излучений* / Н. Г. Гусев, В. А. Климанов, В. П. Машкович, А. П. Суворов. – М.: Энергоатомиздат, 1989. – 472 с.
- Заяц А. П., Нагля В. В.* Радиометрическая аппаратура и оборудование: Учеб. пособие. – М.: Недра, 1983. – 240 с.
- Иванов В. И.* Курс дозиметрии: Учеб. для вузов. – 4-е изд., перераб. и доп. – М.: Энергоатомиздат, 1988. – 154 с.
- Иванов В. И., Машкович В. П., Центер Э. М.* Международная система единиц (СИ) в атомной науке и технике: Справ. руководство. – М.: Энергоатомиздат, 1981. – 200 с.
- Иванов В. И., Моисеев А. А.* Справочник по дозиметрии и радиационной гигиене. – 4-е изд., перераб. и доп. – М.: Энергоатомиздат, 1990. – 252 с.
- Иванов Е. А., Носовский А. В., Осколков Б. Я., Удовиченко В. П.* Славутич: вопросы радиационной экологии: Монография / Под общ. ред. А. В. Носовского, Б. Я. Осколкова. – К.: Вища шк., 2001. – 263 с.
- Индивидуальная защита работающих в атомной энергетике* / В. С. Кошечев, Д. С. Гольдштейн, В. Н. Клочков и др. – М.: Энергоатомиздат, 1992.
- Истомин Н. И., Клименко И. Н., Носовский А. В. и др.* Отраслевая система аварийного реагирования и внешний кризисный центр Чернобыльской АЭС // Науч. и технич. аспекты междунаро. сотрудничества в Чернобыле: Сб. науч. ст. и докл. – Славутич: Укратомиздат, 1999. – С. 370–379.
- Кеирим-Маркус И. Б.* Регламентация облучения для 21 века // Мед. радиология и радиацион. безопасность. – М. – 2000. – Т. 45. – № 1. – С. 6–12.
- Козлов В. Ф.* Справочник по радиационной безопасности. – 4-е изд., перераб. и доп. – М.: Энергоатомиздат, 1991. – 352 с.
- Количественные закономерности и дозиметрия в радиобиологии: Публикация 30 МКРЕ.* Пер. с англ. / Под ред. И. Б. Кеирим-Маркуса. – М.: Энергоатомиздат, 1984. – 102 с.
- Крайтюр С. Н.* Дозиметрия при радиационных авариях / Под ред. И. Б. Кеирим-Маркуса. – М.: Атомиздат, 1979. – 280 с.
- Кривомазов А. Н., Лисневский Ю. И., Трифанов Д. Н.* Учение о периодичности и учение о радиоактивности. – М.: Атомиздат, 1974. – 248 с.
- Культура безопасности: Доклад Международной консультативной группы по ядерной безопасности (INSAG).* – Вена, МАГАТЭ, 1991 (Серия безопасности 75-INSAG-4). – 40 с.
- Кузьков В. А., Демин В. Ф., Голиков В. Я.* Проблемы нормирования в области ионизирующего излучения // Атомная энергия. – М. – 1998. – Т. 85. – Вып. 2. – С. 164–171.
- Ландау-Тылкина С. П.* Радиация и жизнь. – М.: Атомиздат, 1974. 168 с.
- Лихтарев И. А., Носовский А. В., Осанов Д. П. и др.* Сборник методик по ретроспективному восстановлению доз участников ликвидации последствий аварии на Чернобыльской АЭС. – К., 1995. – 84 с.

Лихтарев И. А., Осанов Д. П. Дозиметрия излучений инкорпорированных радиоактивных веществ. – 2-е изд., перераб. и доп. – М.: Атомиздат, 1977. – 184 с.

Максимов М. Т., Одшагов Г. О. Радиоактивные загрязнения и их измерение: Учеб. пособие. – 2-е изд., перераб. и доп. – М.: Энергоатомиздат, 1989. – 304 с.

Маргулис У. Я. Атомная энергия и радиационная безопасность. – 2-е изд., перераб. и доп. – М.: Энергоатомиздат, 1988. – 224 с.

Машикович В. П., Панченко А. М. Основы радиационной безопасности: Учеб. пособие для вузов. – М.: Энергоатомиздат, 1990. – 314 с.

Мащенко Н. П., Мурашко В. А. Радиационное воздействие и радиационная защита населения при ядерных авариях на атомных электростанциях: Учеб. пособие. – К.: Вища шк., 1992. – 111 с.

Международная шкала ядерных событий (ИНЕСС): Руководство для пользователей. – Вена: МАГАТЭ, 2003. – 102 с.

Моисеев А. А. Таблицы перевода единиц основных дозиметрических и радиационных величин: Справ. – М.: Энергоатомиздат, 1986. – 112 с.

Неотложная помощь при острых радиационных воздействиях. – 2-е изд. – М.: Атомиздат, 1976. – 208 с.

Носовский А. В. Безопасность жизнедеятельности: Монография. – К.: Політехніка, 2005. – 288 с.

Носовский А. В., Васильченко В. Н., Павленко А. А. и др. Введение в безопасность ядерных технологий: Учеб. пособие для вузов / Под ред. А. В. Носовского. – К.: Техніка, 2006. – 360 с.

Нормы радиационной безопасности (НРБ-99): Гигиенические нормативы. – М.: Центр санитарно-эпидемиологического нормирования, гигиенической сертификации и экспертизы Минздрава России, 1999. – 116 с.

Носовский А. В. Вопросы нормирования облучения персонала и населения // Ядер. и радиацион. безопасность. – 2000. – Т. 3, вып. 3. – С. 16–21.

Носовский А. В. Вопросы культуры безопасности на атомных электрических станциях. – Чернобыль, 1998. – 8 с. – (Препр. / НАН Украины. МНТЦ «Укрытие»; 98-8).

Носовский А. В. Дозы облучения, полученные в результате аварии на Чернобыльской АЭС и медицинские эффекты // Ядерная и радиационная безопасность. – 2003. – Т. 6, вып. 1. – С. 11–24.

Носовский А. В. Малые дозы и вопросы нормирования // Проблемы Чернобиля. – 2003. – Вып. 12. – С. 17–30.

Носовский А. В., Митичкина И. Н., Хомазюк И. Н. Дозиметрическое сопровождение медицинских и эпидемиологических исследований. Чернобыльская АЭС – Славутич: медицинские аспекты. – К.: Вища шк., 1996. – С. 17–50.

Носовский А. В. О принципах нормирования радиационных величин // Проблемы Чернобиля. – 2000. – Вып. 6. – С. 104–112.

Носовский А. В. Особенности безопасности ядерной энергетики // Ядерная и радиационная безопасность. – 2003. – Т. 6, вып. 2. – С. 29–39.

Носовский А. В. Современное состояние и пути совершенствования системы радиационной защиты в атомной энергетической отрасли Украины // Наукові та технічні аспекти міжнародного співробітництва в Чорнобилі: Зб. наук. ст. – К.: Вища шк., 2001. – Вип. 3 – С. 91–106.

Основные принципы безопасности атомных электростанций (75-INSAG-3 Rev.1): Отчет Международной консультативной группы по ядерной безопасности. INSAG-12. – Вена, МАГАТЭ, 1999. – 92 с.

Радиационная безопасность. Рекомендации МКРЗ 1990 г. Ч. 1 Пределы годового поступления радионуклидов в организм работающих, основанные на рекомендациях 1990 г. // Публикация № 60, ч. 1, 61 МКРЗ: Пер. с англ. – М.: Энергоатомиздат, 1994. – 192 с.

Радиационная безопасность и защита АЭС: Сб. науч. ст. / Под общ. ред. Ю. А. Егорова. – М.: Энергоатомиздат, 1991. – Вып. 13. – 336 с.

Радиационная защита при эксплуатации атомных электростанций: Руководство по безопасности. Серия изданий по безопасности № 50-SG-05. – Вена, МАГАТЭ, 1985.

Радиационные величины и единицы: Доклад 33 Международной комиссии по радиационным единицам и измерениям / Под ред. И. Б. Кеирим-Маркуса. – М.: Энергоатомиздат, 1985. – 62 с.

Радиационные поражения и перспективы развития средств индивидуальной защиты от ионизирующих излучений: Сб. науч. докл. – М., ЦНИИТЭИ, 1992. – 164 с.

Ретроспективная дозиметрия участников ликвидации аварии на Чернобыльской АЭС: Монография / С. В. Ильичев, О. А. Кочетков, А. В. Носовский и др.; Под ред. А. В. Носовского, В. П. Крючкова. – К.: Седастиль, 1996. – 256 с.

Руководство по организации медицинской помощи при радиационных авариях / А. К. Гуськова, А. В. Барабанова, Р. Д. Друтман, А. А. Моисеев. – М.: Энергоатомиздат, 1989. – 88 с.

Руководство по оценке доз облучения щитовидной железы при поступлении радиоактивных изотопов йода в организм человека / З. С. Арефьева, В. И. Бадвин, Ю. И. Гаврилин и др.; Под ред. Л. А. Ильина. – М.: Энергоатомиздат, 1988. – 80 с.

Руководство по радиационной защите для инженеров / Е. Р. Blizard, А. В. Chilton, М. Grotenhuis и др.: Пер. с англ.; Под ред. Д. Л. Бродера. – М.: Атомиздат, 1972. – 424 с.

Самойлов О. Б., Усыгин Г. Б., Бахметьев А. М. Безопасность ядерных энергетических установок: Учеб. пособие для вузов. – М.: Энергоатомиздат, 1989. – 314 с.

Сборник правил и норм по радиационной безопасности в атомной энергетике: В 3 т. – М.: Минздрав СССР, 1989.

Стерман Л. С., Лавыгин В. М., Тишин С. Г. Тепловые и атомные электрические станции. – М.: Энергоатомиздат, 1995. – 416 с.

Тарасов Г. П. Статистические методы обработки информации в системах измерения ионизирующего излучения. – М.: Атомиздат, 1980. – 208 с.

Филлюшкин И. В., Петоян И. М. Теория канцерогенного риска воздействия ионизирующего излучения. – М.: Энергоатомиздат, 1988. – 160 с.

Загальні положення забезпечення безпеки атомних станцій. НП 306.1.02/1.034-2000. – К., АЯР, 2000. – 32 с.

Закон України «Про використання ядерної енергії та радіаційну безпеку» // Відомості Верховної Ради. – 1995. – № 12.

Закон України «Про дозвільну діяльність у сфері використання ядерної енергії». – К., 2000.

Закон Украины «Про захист людини від впливу іонізуючих випромінювань» // Відомості Верховної Ради. – 1998. – № 22.

Норми радіаційної безпеки України: Державні гігієнічні нормативи. – К.: МОЗУ, 1997.

Норми радіаційної безпеки України, доповнення: Радіаційний захист від джерел потенційного опромінення. ДГН 6.6.1.-6.5.000-2000. (НРБУ-97/Д-2000). – К.: МОЗУ, 2000. – 84 с.

Носовський А. В. Перспективи розвитку атомної енергетичної галузі України // Наукові вісті НТУУ «КПІ». – 2003. – № 4 (30). – С. 42–47.

Система нормативно-правового регулювання ядерної та радіаційної безпеки. Основні положення: ГНД 306.0.01/1.001-97. – К., 1997.

Відомості про авторів



Ключников Олександр Олександрович, член-кореспондент Національної академії наук України, доктор технічних наук, професор, директор Інституту проблем безпеки атомних електростанцій НАН України.

Після закінчення Київського державного університету ім. Т. Г. Шевченка в 1967 р. працював в Інституті фізики АН УРСР. У 1970 р. переведений у створений Інститут ядерних досліджень АН УРСР, де пройшов шлях від аспіранта до заступника директора з наукової роботи – директора Спеціального конструкторсько-технологічного бюро з експериментальним виробництвом, яке очолював протягом 18 років. З 1975 по 1979 р. працював в апараті Президії НАН України, де обіймав посади наукового співробітника-консультанта, ученого секретаря сектора фізико-технічних і математичних наук.

Під його керівництвом і при особистій участі проведені багатопланові дослідження, результатом яких стала розробка більше 100 зразків унікальних приладів і установок, що використовуються в різних галузях науки й техніки, таких як система приладів розподіленого управління технологією експерименту, системи керування та внутрішньо-реакторного контролю АЕС. Більшість його розробок спрямовані на створення сучасної прискорювальної техніки, радіометричної й дозиметричної апаратури.

З перших днів аварії на Чорнобильській АЕС брав активну участь в ліквідації її наслідків.

У 1996 р. був обраний генеральним директором Міжгалузевого науково-технічного центру «Укриття» НАН України, у 2004 р. перетвореного в Інститут проблем безпеки атомних електростанцій НАН України.

Автор понад 250 наукових публікацій, у тому числі 7 монографій, 30 патентів на винаходи.

Заслужений діяч науки і техніки, має урядові нагороди.



Носовський Анатолій Володимирович, доктор технічних наук, професор.

Після закінчення Ленінградського політехнічного інституту (1973–1988) працював у науково-дослідному технологічному інституті Міністерства середнього машинобудування СРСР, проводив дослідження в галузі радіаційного захисту на суднових ядерних енергетичних установках.

У складі УС-605 Міністерства середнього машинобудування СРСР брав участь у роботах з ліквідації аварії на Чорнобильській АЕС, де займався питаннями організації радіаційного захисту під час будівництва об'єкта «Укриття» і післяаварійного пуску енергоблоків.

З 1988 по 1998 р. працював на Чорнобильській АЕС на керівних технічних посадах по організації й забезпеченню безпечної експлуатації енергоблоків станції та об'єкта «Укриття»: старший інженер, помічник директора, заступник головного інженера, заступник генерального директора.

Створив у місті Славутичі Лабораторію міжнародних досліджень і технологій, якою керував з 1998 по 2004 р., займаючись питаннями наукового супроводу процесу зняття з експлуатації енергоблоків Чорнобильської АЕС.

Зараз працює заступником директора Державного науково-технічного центру з ядерної й радіаційної безпеки Державного комітету ядерного регулювання України.

Очолює Славутицький центр вищої освіти і науки, до складу якого входять філії Національного технічного університету України «Київський політехнічний інститут» і Чернігівського державного інституту економіки і управління. Професор кафедри атомних електричних станцій та інженерної теплофізики Національного технічного університету України «Київський політехнічний інститут».

Автор більше 130 наукових праць, серед яких монографії, навчальні посібники, наукові статті й учбово-методичні видання.

Почесний член Українського ядерного товариства України, член учених рад Національного технічного університету України «Київський політехнічний інститут» і Державного Чернігівського інституту економіки і управління, член спеціалізованої вченої ради Інституту проблем безпеки атомних електростанцій НАН України. Член науково-технічної ради Державного комітету ядерного регулювання України. Член редакційної колегії журналів «Ядерна й радіаційна безпека» й «Проблеми безпеки атомних електростанцій і Чорнобиля».

Навчальне видання

Серія «Безпека атомних станцій»

Ключников Олександр Олександрович,
Носовський Анатолій Володимирович

ОСНОВИ ДОЗИМЕТРІЇ ІОНІЗУЮЧИХ ВИПРОМІНЮВАНЬ

Навчальний посібник

Художнє оформлення *О. О. Соломатіна*
Комп'ютерна верстка *О. П. Толкач*

Підп. до друку 30.05.2007 р. Формат 70×90¹/₁₆. Папір офс. Друк офс. Гарнітура Times New Roman.
Умов. друк. арк. 16,7. Тираж 500 прим. Зам. № 7-59.

Інститут проблем безпеки АЕС НАН України
03028, Київ, вул. Лисогірська, 12
Свідоцтво суб'єкта видавничої справи ДК № 2114 від 25.02.2005 р.

ЗАТ «Книга»
04053, МСП, м. Київ-53, вул. Артема, 25
Свідоцтво суб'єкта видавничої справи ДК № 2325 від 25.10.2005 р.

O. O. Klyuchnikov, A. V. Nosovsky

BASICS OF IONIZING RADIATION DOSIMETRY

This edition covers the questions of physical basis of dosimetry, interaction of ionizing radiation with substance and principles of normalization of radiation parameters. Special attention is given to methods of ionizing radiation measurement. The book represents a manual on basics in dosimetry, which is primarily intended for technical college and university students specialized in engineering sciences.

It can be useful for scientists, engineers and technical assistants in the field of biology and medicine, whose activity is closely connected with the use of ionizing radiation sources.