

**МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ, МОЛОДІ ТА СПОРТУ
УКРАЇНИ
ОДЕСЬКИЙ ДЕРЖАВНИЙ ЕКОЛОГІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ**

В.В.Курятников

ФІЗИЧНІ ОСНОВИ РАДІОМЕТРІЇ ТА ДОЗИМЕТРІЇ

Конспект лекцій

Одеса 2011

ББК 22.3

К 93

УДК 539.16

Друкується за рішенням методичної ради Одеського державного екологічного університету (протокол № від)

Курятников В.В. Фізичні основи радіометрії та дозиметрії: Конспект лекцій. Одеса, 2011, 57с.

Конспект лекцій спрямований на поліпшення засвоєння студентами матеріалів спеціальної дисципліни “Фізичні основи радіометрії та дозиметрії”.

В конспекті розглядаються питання вимірювання активності радіоактивних препаратів, визначення дози або потужності дози від різних видів іонізуючих випромінювань, визначення співвідношення між активністю радіоактивної речовини і дозою.

Вміння проводити вимірювання радіоактивності та доз випромінювання, здійснювати обробку результатів вимірювання необхідні студентам- радіоекологам для адекватного аналізу радіоекологічних ситуацій та складання достовірного прогнозу. Конспект лекцій з дисципліни “Фізичні основи радіометрії та дозиметрії” призначений для студентів 4-го курсу денної форми навчання за спеціальністю «Екологія та охорона навколишнього середовища», спеціалізації «Радіоекологія».

© Курятников В.В., 2011

© Одеський державний екологічний університет, 2011

Зміст

Вступ.	4
1. Елементи радіометрії	6
1.1 Радіоактивність, визначення питомої активності.	6
1.2 Статистичний аналіз адекватності методів та засобів радіаційного контролю об'єктів навколишнього середовища	10
2. Фізичні принципи дозиметрії	13
2.1 Загальна характеристика взаємодії заряджених частинок іонізуючого випромінювання з речовиною.	14
2.2 Втрати енергії важкими зарядженими частинками.	16
2.3 Проходження легких заряджених частинок у речовині.	18
2.4 Лінійна передача енергії заряджених частинок.	24
3. Дози випромінювання	26
3.1 Поглинена доза.	26
3.2 Експозиційна доза	28
3.3 Еквівалентна доза	29
3.4 Колективна доза	34
4. Фізичні основи дозиметрії фотонного випромінювання	36
4.1 Перетворення енергії фотонного випромінювання в речовині	36
4.2 Коефіцієнт передачі енергії випромінювання	38
4.3 Електронна рівновага	41
5. Дозиметрія нейтронів, перетворення енергії нейтронів у речовині	46
5.1 Класифікація нейтронів.	46
5.2 Основні механізми взаємодії нейтронів з речовиною.	47
6. Методи реєстрації іонізуючого випромінювання та вимірювальна техніка	50
6.1 Загальна характеристика методів детектування іонізуючого випромінювання та основні характеристики детекторів іонізуючого випромінювання.	50
6.2 Іонізаційний метод дозиметрії.	51
6.3 Сцинтиляційний метод дозиметрії фотонного випромінювання.	53
6.4 Напівпровідникові дозиметричні детектори	55
6.5 Радіофотолумінесцентні дозиметри	57
Перелік навчальної літератури.	57

Вступ

Навчальна дисципліна “Фізичні основи радіометрії та дозиметрії” є професійно орієнтованою для спеціальності - 6.070800 “Екологія та охорона навколишнього середовища”, спеціалізації “Радіоекологія”.

Задача дисципліни - засвоєння механізмів фізичних процесів, які використовуються у радіометрії та дозиметрії, процесів, які відбуваються при взаємодії радіоактивних випромінювань з речовиною, методів вимірювання дози випромінювання та активності радіоактивних речовин, методів захисту від іонізуючих випромінювань, придбання вмінь та навиків, що застосовуються у радіоекологічній практиці. Зміст цього курсу є необхідним для організації радіоекологічного контролю навколишнього середовища.

Програма дисципліни має за мету підготовку фахівців, що вміють грамотно і чітко вирішувати практичні і теоретичні радіоекологічні задачі. Студент повинен оволодіти відповідним математичним апаратом, придбати навички його практичних застосувань і на цій основі отримати чіткі знання про фізичну природу явищ, що легли в основу експериментальних та теоретичних методів вивчення іонізуючого випромінювання.

В курсі розглядаються властивості іонізуючих випромінювань, фізичні величини яких характеризують взаємодію іонізуючих випромінювань з речовиною, а також методи і засоби вимірювання цих величин. Окремими питаннями курсу є питання визначення дози або потужності дози від різних видів іонізуючих випромінювань, вимірювання активності радіоактивних препаратів (це розділ радіометрії), визначення співвідношення між активністю радіоактивної речовини і дозою.

Курс базується на дисциплінах: “Загальна фізика”, “Радіоекологія”, “Теоретичні основи фізики іонізуючого випромінювання”.

Після вивчення курсу “Фізичні основи радіометрії та дозиметрії” студент повинен :

- **знати** особливості дозиметрії різноманітних видів випромінювань, питання визначення дози і потужності дози від різних видів іонізуючих випромінювань, питання вимірювання активності радіоактивних препаратів, визначення співвідношення між активністю радіоактивної речовини і дозою, методи дозиметрії
- **вміти** виявляти найбільш загальні підходи до розв’язання дозиметричних і радіометричних задач, оволодіти основними навичками експериментального вивчення явищ і процесів, роботи з приладами, аналізу та обробки даних експериментів та спостережень, здійснювати вимірювання радіаційної активності та доз випромінювання, обробляти дані вимірювань та ідентифікувати радіоізотопи за цими даними.

Конспект лекцій, що читається для студентів за спеціальністю навчання, є основним допоміжним матеріалом для самостійної роботи студентів при вивченні дисципліни

Самостійна робота студента з курсу “Фізичні основи радіометрії і дозиметрії” включає:

- підготовку до лекційних і лабораторних занять;
- підготовку до написання контрольних робіт;
- підготовку курсової роботи з теми вивчення;
- підготовку до іспиту;.

Загальний обсяг навчального часу 98 годин, з яких 28 лекційних годин і 14 годин лабораторних занять, а 56 годин заплановано на самостійну роботу студентів.

Кількість відведених для самостійної роботи годин регламентована робочим навчальним планом і робочою програмою з дисципліни. Тому виконання самостійної роботи в обсязі запланованого часу є для студентів таким же обов’язковим, як і аудиторні заняття (лекції, практичні і лабораторні заняття).

Починаючи вивчати дисципліну “Фізичні основи радіометрії та дозиметрії”, студентам потрібно згадати основні поняття фізики іонізуючого випромінювання і фізичні принципи взаємодії його з речовиною. Під іонізуючим випромінюванням розуміють потоки частинок, таких, як електрони, протони, α -частинки, мезони, нейтрони, фотони, осколки поділу ядер і т.д. Вони випромінюються атомними ядрами в процесах їх розпаду, в ядерних реакціях, що проводяться в прискорювачах та в ядерних реакторах, або попадають в атмосферу Землі з космосу. Такі частинки мають достатню енергію для іонізації атомів та молекул речовини. Взаємодії частинок з електронами, атомами, ядрами середовища відбуваються в результаті дії різних сил: кулонівських, електромагнітних, ядерних. Якщо врахувати, що взаємодії можуть бути пружними і непружними, то кількість різних процесів буде великою.

Тут розглядаються тільки взаємодії, істотні для реєстрації випромінювання в даній області енергій. У ядерній фізиці низьких і середніх енергій мають справу з зарядженими частинками і γ -квантами від десятків тисяч електрон-вольт і до десятків мегаелектрон-вольт. Енергетичний діапазон нейтронів з цих позицій значно ширше — від сотих електрон-вольт до десятків мегаелектрон-вольт. З обліком зазначених вище енергетичних діапазонів основні види взаємодії зручно розглядати окремо для наступних видів випромінювань:

- важкі заряджені частинки, маса яких багато більше маси електрона;
- легкі заряджені частинки (електрони, позитрони),
- γ -кванти і нейтрони.

Заряджені частинки при проходженні у речовині витрачають частину

своїї енергії на іонізацію і збудження атомів середовища (іонізаційні втрати енергії). Іонізація і збудження атомів приводить до макроскопічних ефектів, що дозволяють реєструвати заряджені частинки. Основне розходження між важкими і легкими зарядженими частинками у тім, що для останніх виявляються істотними втрати енергії в результаті електромагнітного випромінювання (радіаційні втрати енергії).. γ -кванти і нейтрони не мають електричного заряду, і тому не дають скільки-небудь помітних іонізаційних ефектів.

Структурні блоки курсу:

1. Елементи радіометрії
2. Фізичні основи дозиметрії γ - випромінювання.
3. Дозиметричні величини та одиниці їх вимірювання.
4. Методи дозиметрії.
5. Фізичні основи захисту від іонізуючого випромінювання.

1. ЕЛЕМЕНТИ РАДІОМЕТРІЇ

Радіометрія - сукупність методів вимірювання величин, що характеризують швидкість радіоактивного розпаду речовини. До таких величин відносять активність, об'ємну активність, питому масову активність. Прилади для вимірювання цих величин називаються радіометрами..

1.1 Радіоактивність, визначення питомої активності

Радіоактивність - це явище спонтанного перетворення нестійких атомних ядер на ядра інших елементів, що супроводжується іонізуючим випромінюванням.

Види радіоактивного розпаду: α - розпад, β - розпад, γ - випромінювання, спонтанний поділ важких ядер, а також протонна радіоактивність.

Закон радіоактивного розпаду має експоненціальний характер

$$N = N_0 \cdot e^{-\lambda t}, \quad (1.1.1)$$

де N і N_0 - кількість радіоактивних ядер в момент часу t і початкова їх кількість відповідно, λ - константа розпаду.

Стала розпаду λ , яка входить до закону радіоактивного розпаду, має імовірнісний зміст.

Активність a - це швидкість радіоактивного розпаду.

$$a = -\frac{dN}{dt} = \lambda \cdot N. \quad (1.1.2)$$

Одиниця активності в системі SI - 1 Бк = 1 розпад/с.

Позасистемна одиниця 1 Ки = $3.7 \cdot 10^{10}$ Бк.

(1 Бк - 1 Бекерель, 1 Ки - 1 Кюрі).

Період піврозпаду $T_{1/2}$ - це час, за який розпадається половина початкової кількості ядер

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda} . \quad (1.1.3)$$

З поняттям активності пов'язане поняття питомої активності. Питома активність q - це відношення активності радіоактивної речовини до її маси m

$$q = \frac{a}{m} , \quad (1.1.4)$$

За даними вимірювання питомої активності можна визначити період піврозпаду речовини. Якщо радіоактивний ізотоп А помістити в зачинену посудину, і в цій посудині в результаті розпаду ізотопу А утвориться радіоактивний ізотоп В, то через достатньо великий час кількість ізотопу В може бути визначена з співвідношення

$$N_A \cdot \lambda_A = N_B \cdot \lambda_B \quad (1.1.5)$$

Це співвідношення є умовою радіоактивної рівноваги. Ізотоп В при розпаді утворює інший радіоактивний ізотоп С і т.д. Таким чином утворюється ланцюжок або ряд радіоактивних елементів. Існують 4 радіоактивних ряди, три з яких є природними, а один - це ряд елементів Np²³⁷, який отримали штучно.

З формул (1.1.2) і (1.1.3) витікає

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2 \cdot N}{a} . \quad (1.1.6)$$

Кількість радіоактивних ядер дорівнює

$$N = N_A \cdot \frac{m}{M} , \quad (1.1.7)$$

де N_A - число Авогадро, M - молярна маса.

Отже з формул (1.1.6) і (1.1.7) можна знайти період піврозпаду

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2 \cdot N_A}{M \cdot q} . \quad (1.1.8)$$

Доза опромінення знаходиться у прямій залежності від концентрації радіонуклідів у об'єкті дослідження. Спеціальні служби здійснюють контроль вмісту радіоактивних ізотопів у продуктах харчування, будівельних матеріалах, та об'єктах навколишнього середовища. Їхні концентрації у об'єктах досліджень на багато порядків менші ніж ми звикли бачити у випадку скажімо шкідливих домішок у ґрунті, повітрі,

воді, та інших типових об'єктах довкілля. Для визначення вмісту радіонуклідів використовується **питома активність**.

Для будь-якого нукліда можна розрахувати його питому активність q (Бк/кг) користуючись двома як правило відомими показниками: масовим числом A та періодом напіврозпаду $T_{1/2}$ (с).

Якщо маса проби дорівнює молярній M (кг/моль), $m = M$, отримуємо

$$q = \frac{a_M}{M}, \quad (1.1.9)$$

де a_M - активність 1 моля речовини (Бк/моль) (тобто активність $N_A = 6,02 \cdot 10^{23}$ ядер ізоотопу). Зауважимо, що у загальному випадку для активності проби a довільної маси m , виконуються наступні співвідношення $a = a_M \nu$, $m = M \nu$, де ν - кількість речовини у пробі (моль).

З закону радіоактивного розпаду

$$a_M = \lambda N_A. \quad (1.1.10)$$

Таким чином

$$q = \frac{N_A \ln 2}{T_{1/2} M}. \quad (1.1.11)$$

Враховуючи $A \approx M$, остаточно отримуємо

$$q = \frac{N_A \ln 2}{T_{1/2} A}. \quad (1.1.12)$$

Співвідношення (1.1.12) дозволяє знайти питому активність хімічного елементу, який складається із суміші ізоотопів:

$$q_e = \frac{\sum \omega_i q_i}{100}, \quad (1.1.13)$$

де ω_i - вміст i -го ізоотопу у суміші (%). У найпростішому випадку хімічний елемент має лише один радіоактивний ізоотоп. Тоді вираз (1.1.13) суттєво спрощується

$$q_e = \frac{\omega_1 q_1}{100}. \quad (1.1.14)$$

Прикладом елементу, що містить у природній суміші ізоотопів один радіоактивний - є калій. А саме, вагова частка радіоактивного калію-40 (^{40}K) складає 0,01%. У деяких елементів радіоізоотопу значно більше ніж стабільних: ^{115}In міститься близько 95% у природній суміші! Але через великий період напіврозпаду їх питома активність дуже мала і тому розташована за межами чутливості приладів.

Якщо проба складається із суміші різних речовин, для розрахунку питомої активності такої проби q_0 (Бк/кг) треба ще врахувати частку елемента c (%) у ній:

$$q_0 = \frac{cq_e}{100}. \quad (1.1.15)$$

Якщо у пробі вміст радіоактивного ізотопу завменьшки мінімально детектуємої активності (МДА) використовують різноманітні методи концентрування: упарювання, спалювання, спільне осадкоутворення, сорбція, та інші. У такому разі (1.1.15) приймає наступний вигляд

$$q_0 = CQ, \quad (1.1.16)$$

де Q - питома активність матеріалу (Бк/кг), а C - коефіцієнт концентрування. Останній визначається як

$$C = \frac{m_0}{m} \geq 1, \quad (1.1.17)$$

де m_0 - це маса початково взятого матеріалу для концентрування, а m - маса проби яка вимірюється (радіометрується).

Радіометром вимірюється, безпосередньо, не активність (тобто кількість актів розпаду у пробі за одиницю часу), а швидкість лічби n (імп/с):

$$n = \frac{N}{t} \quad (1.1.18)$$

де N - кількість частинок що потрапили до робочого об'єму детектора за час експозиції t (с), та були при цьому зареєстровані приладом. Тому для знаходження активності проби a користуються наступним виразом

$$a = \frac{n}{P}, \quad (1.1.19)$$

де P - чутливість приладу.

Співвідношення (1.1.19) вказує на пропорційність a та n , коефіцієнт якої $K = \frac{1}{P}$ залежить у значній мірі від таких чинників:

- геометрії проби та детектора, типу детектора,
- ефективності реєстрації випромінювань детектором в залежності від їх енергії,
- типу проби (товста чи тонка),
- густини проби (особливо для товстих проб),
- радіонуклідного складу проби.

Внаслідок складної процедури врахування вище перелічених чинників, визначення коефіцієнта перерахування K майже завжди проводиться експериментально (феноменологічно). Значно простіше можна оцінити K у випадку однорідної мононуклідної проби у простій

геометрії, за умов визначеності такої характеристики детектора як ефективності реєстрації ε (%), яка визначається наступним чином

$$\varepsilon = \frac{N_2}{N_1} \cdot 100, \quad (1.1.20)$$

де N_1, N_2 - відповідно, кількість частинок що потрапили до робочого об'єму детектора та кількість з них зареєстрованих, на протязі проміжку часу t .

Стосовно визначення геометрії проби, зауважимо, що найпростішою – є так звана точкова. У цьому випадку кількість частинок які потрапляють у ствір детектора дорівнює

$$N_1 = N_0 \frac{\Omega}{4\pi}, \quad (1.1.21)$$

де Ω - тілесний кут (вершина якого знаходиться у точковій пробі), що відсікає детектор (у стерадіанах), а N_0 та N_1 - кількість частинок які випромінюються пробєю та потрапляють до детектора, відповідно.

1.2 Статистичний аналіз адекватності методів та засобів радіаційного контролю об'єктів навколишнього середовища

У даному розділі буде розглянуте питання про те, чи дозволить чутливість методів та засобів радіаційного моніторингу забезпечити надійний контроль регламентованих контрольних рівнів викидів радіаційно забруднених речовин промислових об'єктів, таких як АЕС, коли ці рівні за своєю величиною мають порядок значень природного радіаційного фону. Для відповіді на це питання використовують статистичний підхід та критерії, дані радіаційного моніторингу у зоні спостереження, а також усереднені дані про фонові рівні параметрів, що контролюються.

Адекватність методів та засобів радіаційного контролю об'єктів навколишнього середовища будемо оцінювати, порівнюючи прогнозовані середні значення величин контрольних параметрів в пунктах спостереження, із мінімальною детектуємою активністю (МДА), яка забезпечується даним засобом або методом вимірювання. Оцінки проводяться при заданих значеннях імовірностей похибок першого та другого роду, які можна покласти однаковими за величиною та рівними α .

Для усіх існуючих підходів розрахунку МДА суттєвим є врахування не тільки статистики замірів, що є стандартним, но також врахування точності, з якою беруться нормуючі коефіцієнти (так звані коефіцієнти зв'язку).

Суттєвим є врахування співвідношення між кількістю проведених вимірів та величиною активності, що визначається.

Важливим є також врахування варіації величини активності, що

обумовлена особливостями формування поля забруднення джерелом радіоактивних викидів. В першу чергу, маються на увазі статистичні властивості джерела, а також метеорологічні фактори, що обумовлюють як часову, так і просторову дисперсію параметрів у зоні спостереження, що контролюються. Тобто активність не є постійною величиною та підлягає статистичним флуктуаціям. Наявність варіацій активності може суттєво вплинути на достовірність і надійність даних радіаційного моніторингу, висуваючє тим самим більші вимоги до застосованих засобів та методів контролю.

Нарешті, при враховуванні варіацій активності потрібно враховувати, що статистичні властивості отриманих параметрів пов'язані із розподілами, які суттєво відрізняються від нормального закону. Це особливо є суттєвим у випадках, коли дисперсія контрольованого параметра стає рівною його величині. Така ситуація має місце у випадках оцінок параметрів поля радіоактивного забруднення продовж малих часових проміжків, а також на великих відстанях від джерела викидів. оцєнки можливостей методів контролю і являється неприємлемим.

Будемо вважати, що величина активності А, яка пов'язана із ефектом Е (числом зарєєстрованих відліків), що вимірюється, лінійною залежністю:

$$E=A \cdot X, \quad (1.2.1)$$

де $X = \prod_{i=1}^n x_i$ - (1.2.2)

нормуючі множники або так звані коефіцієнти зв'язку. Рівність (1.2.1) встановлює зв'язок між випадковими величинами Е, А і Х, яку також будемо вважати вірною і для відповідних середніх значень μ_E , μ_A і μ_X . Тоді співвідношення між мінімальною детектованою активністю МДА та відповідною границею детектування $ПД_\alpha$ ефекта Е, запишеться як:

$$ПД_\alpha = МДА \cdot \mu_X \quad (1.2.3)$$

Границя детектування $ПД_\alpha$ може бути знайдена шляхом розв'язання наступного (у загальному випадку трансцендентного) рівняння:

$$\kappa_{1-\alpha}(0) = \kappa_\alpha(ПД_\alpha), \quad (1.2.4)$$

де $\kappa_{1-\alpha}(0)$ - $1-\alpha$ -квантіль розподілу ефекта Е у випадку, коли його середнє значення дорівнює нулю (ефект відсутній), а $\kappa_\alpha(ПД_\alpha)$ - α -квантіль того ж розподілу при μ_E рівном границі $ПД_\alpha$, що вишукується. Таким чином, для знаходження границі детектування потрібно у першу чергу знайти закон розподілу випадкової величини Е.

Вважаємо, що статистичні властивості відліків, що реєструються вже при не дуже великих середніх значеннях μ_E добре описуються нормальним законом розподілу:

$$p_E(x; \mu_E) = N(x; \mu_E, \sigma_E^2) \quad (1.2.5)$$

із характерною для Пуассонівського розподілу дисперсією $\sigma_E^2 = \mu_E$. Використовуючи для А і Х відповідні статистичні розподіли $p_A(x)$ і $p_X(x)$, для функції розподілу середнього значення μ_E ефекта Е отримуємо:

$$p_{\mu_E}(x) = \int_0^{+\infty} p_A(\xi) p_X(x/\xi) \frac{d\xi}{\xi} \quad (1.2.6)$$

Із врахуванням флуктуацій активності, а також статистичної змінливості параметрів методики та умов вимірювань розподіл ефекта Е може бути представлений в вигляді інтеграла

$$p_E(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} p_E(x; \xi) p_{\mu_E}(\xi) d\xi \quad (1.2.7)$$

який при $p_X(x) = N(x; \mu_X, \sigma_X^2)$ та умові $\sigma_{XR} = \sigma_X / \mu_X \ll 1$ можна представити у вигляді:

$$p_E(x) \approx \int_0^{+\infty} p_A(\xi) \cdot N(\xi \mu_X; x, \Sigma_0^2) \cdot d\xi \quad (1.2.8)$$

При врахуванні варіацій параметрів, що контролюються, вважається, що їх статистичні властивості описуються логнормальними розподілами, що характерно і для випадків, коли дисперсія цих параметрів дорівнює їх величині, тобто розподіл активності $p_A(\xi)$ є логнормальним $L(\xi)$.

$$L(\zeta) = \frac{\exp(-w^2/2)}{\sqrt{2\pi w x_a}} \exp\left(-\frac{\ln^2(\zeta/x_a)}{2w^2}\right) \quad (1.2.9)$$

Кореляційна функція N являє собою нормальний розподіл із дисперсією, яка враховує розподіл фонові компоненти В та є функцією змінної інтегрування:

$$\Sigma_1^2 = \xi \mu_X (\xi \mu_X \sigma_{XR}^2 + 1) + 2\mu_B \quad (1.2.10)$$

Для оцінки дисперсії фонові компоненти враховуються всі можливі джерела фона, одні з яких описують складову фона в місці проведення вимірів та інтерферують із ефектом, що спостерігається, а інші відповідають наявності забруднення радіаційного об'єкта.

Із врахуванням того, що $\mu_E = \mu_A \mu_X$, параметри логнормального

розподілу можуть бути у вигляді:

$$x_A = \frac{\mu_E}{\mu_X(1 + \sigma_{AR}^2)^{3/2}} \quad \text{і} \quad w^2 = \ln(1 + \sigma_{AR}^2) \quad (1.2.11)$$

Розподіл ефекта E , що вимірюється, знаходиться шляхом чисельного інтегрування виразу для розподілу активності $L(\xi)$

По цим розподілам, можна знайти їх квантілі і по них розрахувати величину МДА для різних значень імовірності α .

Наприклад, беремо $\alpha=0.05$ і 0.01 . Отримуємо, що $МДА_{0,05} = 1$ Бк/м³, а $МДА_{0,01} = 4$ Бк/м³ для середньорічного значення об'ємної активності радона-222 ЕРОА (еквівалентної рівноважної об'ємної активності) $\mu_A(\text{ПД})=15$ Бк/м³.

Згідно норм радіаційної безпеки НРБУ-97 по радіаційно-гігієнічним регламентам четвертої групи для техногенно підсилених природних джерел контрольний рівень середньорічної ЕРОА радона-222 у повітрі приміщень складає 100 Бк/м³. Дані вимірювань активності нижче цього рівня та не перевищують 50 Бк/м³. При порівнянні середніх значень із МДА контроль вважається: задовільним - якщо $\mu_A(\text{КУ}) \geq МДА_{0,01}$, що має місце в нашому випадку, і прийнятним (допустимим) - якщо $МДА_{0,05} < \mu_A(\text{КУ}) < МДА_{0,01}$.

Проведення радіаційного моніторингу – це комплекс заходів, які включають до себе:

- отримання надійної інформації, даних вимірювань;
- розрахунки статистичних характеристик поля забруднення по даних радіаційного моніторингу на території радіаційного об'єкту;
- аналіз адекватності радіаційного стану середовища встановленим на Україні нормативам;
- статистичний аналіз надійності методів та засобів радіаційного контролю середовища при значеннях параметрів, що контролюються, порядку фонових.

2. ФІЗИЧНІ ПРИНЦИПИ ДОЗИМЕТРІЇ

На відміну від радіометри, метою якої є визначення кінетичних характеристик радіоактивної речовини, тобто швидкості її радіоактивного розпаду, дозиметрія – це сукупність методів та засобів визначення енергетичних характеристик взаємодії іонізуючого випромінювання з речовиною, через яку воно проходить.

2.1 Загальна характеристика взаємодії заряджених частинок іонізуючого випромінювання з речовиною

Без знання процесів, що виникають при проходженні частинок іонізуючого випромінювання через речовину, неможливо зрозуміти фізичні основи методів реєстрації випромінювань, принципи роботи різноманітних лічильників та детекторів ядерних частинок, зміст методів та заходів захисту від іонізуючого випромінювання, наприклад, розрахувати товщину бетонної стінки для радіаційного захисту від ядерних випромінювань прискорювача елементарних частинок.

Питання “Що відбудеться при проходженні будь-яких частинок через речовину?” розпадається на два:

1. Що відбудеться з частинками, який шлях вони пройдуть, як витратять енергію, куди зникнуть і т. і.
2. Що відбудеться з речовиною: збудження та іонізація атомів, поява вторинної радіоактивності, зруйнування молекул, утворення різноманітних дефектів, зміна структури та деяких властивостей, ядерні перетворення та інше.

Розглядають проходження заряджених частинок, енергії яких знаходяться в інтервалі від 0,01 Мев до тисяч Гев і на декілька або багато порядків перевищують середню енергію зв'язку електронів в атомах, яку називають середнім іонізаційним потенціалом I .

Величину середнього потенціалу іонізації I атомів речовини розраховують за емпіричною формулою

$$I = 13.5Z \text{ eV},$$

де Z – зарядове число атомів речовини.

Якщо речовина складається з молекул, то ефективний середній потенціал іонізації розраховується шляхом підсумовування за всіма атомами у молекулі, і знаходиться за формулою:

$$\ln I = \frac{\sum_i N_i Z_i \ln I_i}{\sum N_i Z_i},$$

де N_i – кількість атомів i -го сорту в молекулі.

Наприклад, для води $I = 72.6 \text{ eV}$.

Загальна картина проходження частинок високих енергій через речовину надзвичайно складна. Частинки зіштовхуються з електронами, які знаходяться на різних оболонках атомів речовини, розсіюються кулонівськими полями ядер, а при достатньо високих енергіях викликають

і різні ядерні реакції. Крім того, при високих енергіях неминуче виникають різноманітні другорядні ефекти. Наприклад, пучок високо енергетичних електронів породжує у речовині потік вторинних γ - квантів, які необхідно враховувати при розрахунку, наприклад, радіаційного захисту.

Види взаємодій при проходженні через речовину заряджених частинок:

1. іонізація та збудження атомів;
2. розсіювання (пружне та непружне) на електронах;
3. розсіювання (пружне та непружне) на ядрах;
4. поглинання ядрами частинок;
5. виривання нуклонів із ядер;
6. анігіляція частинки та античастинки, і таке інше.;

Тому при розгляді цих процесів потрібні певні спрощення.

Перше спрощення пов'язано з тим, що при проходженні заряджених частинок через речовину головну роль відіграють електромагнітні взаємодії. Роль ядерних взаємодій у більшості випадків є незначною внаслідок короткодії ядерних сил, а також через набагато більшу кількість електронів у речовині порівняно з кількістю ядер.

Друге спрощення виникає за рахунок того, що енергія частинок значно перевищує енергію зв'язку електронів в атомах. Це дозволяє у багатьох випадках нехтувати енергіями зв'язку електронів речовини з атомами, тобто в момент зіткнення з частинкою вважати електрони вільними. В інших випадках (коли це суттєво) взаємодію електронів із ядрами часто можна досить точно урахувати, вважаючи, що кожний електрон має енергію зв'язку, яка дорівнює середньому іонізаційному потенціалу.

При розгляданні окремих конкретних процесів можливі додаткові спрощуючі припущення. Унаслідок складності фізичної картини багато величин, що визначають процес проходження, не підлягають точному розрахунку. Такі величини знаходять дослідним шляхом. Але й у цьому випадку необхідно хоча б якісно зрозуміти головний механізм процесу, щоб знати, які саме експериментальні величини треба визначити, щоб отримати необхідну інформацію про процес.

Фактори, які визначають процес проходження частинки через речовину пов'язані як з властивостями частинок, так і з властивостями речовини. Для частинок головну роль виграють їх заряд, маса та енергія, а для речовини - густина (кількість електронів в одиниці об'єму), атомний номер речовини та середній іонізаційний потенціал.

Наведений перелік властивостей далеко не повний. Для процесів проходження, однак, несуттєві спін частинок, температура речовини, твердість речовини (захисти із графіту та алмаза еквівалентні) і т.і.

Для заряджених частинок самими значними механізмами взаємодії є іонізація та збудження атомів.

Заряджені частинки в залежності від маси поділяють на:

- 1) легкі заряджені частинки (електрони й позитрони, іноді мезони, мюони і т.і.);
- 2) важкі заряджені частинки. До них належать всі частинки, які не входять до першої групи, а саме – протони, α -частинки, дейтрони, уламки ядер, іони.

При переході від однієї групи до другої характер взаємодії частинок із речовиною якісно змінюється.

Роль ядерних взаємодій у більшості випадків невелика внаслідок короткодіючого характеру ядерних сил. Навпаки, нейтрони взаємодіють тільки з атомними ядрами за допомогою ядерних сил.

Коли заряджена частинка проходить через речовину, то вона втрачає свою енергію завдяки електромагнітній взаємодії з електронами в атомах речовини. При цьому останні переходять у збуджений стан та втрачають електрони, тобто іонізуються. Енергія цих станів приймає безперервні значення, якщо електрон після взаємодії залишає атом, або буде дискретною, якщо електрон переходить на збуджений рівні атома.

2.2 Втрати енергії важкими зарядженими частинками.

Для розрахунків втрат енергії важкими зарядженими частинками розглянемо модель, згідно з якою електрон атома речовини взаємодіє із зарядженою частинкою іонізуючого випромінювання. Електрон атома із масою m знаходиться на відстані b (прицільний параметр) від траєкторії іонізуючої частинки, маса якої M , заряд Ze та швидкість руху v .

Розрахунки втрат енергії важкими зарядженими частинками проводиться при таких припущеннях:

1) вважаємо, що процес зіткнення частинки з електроном можна розглядати у класичному (неквантовому) наближенні. Це, згідно зі співвідношенням невизначеностей, можливо лише при досить великих прицільних параметрах b і великих імпульсах p частинки, коли $pb \gg \hbar$.

2) Швидкості атомних електронів середовища значно менші за швидкості частинки. Це дозволяє нехтувати зміщенням електрона під час зіткнення при виконанні умови $E \gg \frac{M}{m} E_e$, де M – маса частинки, m – маса електрона.

Наприклад, якщо кінетична енергія електронів K – оболонки порядку 0,5 Кев, то енергія α -частинки, що налітає повинна перевищувати 2 Мев.

3) Електрони речовини можна вважати вільними, тобто нехтувати енергіями їх зв'язку з атомами.

Для того щоб знайти енергію, яку отримує електрон за час взаємодії, розраховується імпульс, що передається частинкою електрону.

Кулонівська сила взаємодії частинки з електроном $F = Ze^2/r^2$ надає електрону за час dt імпульс $\vec{F}dt$.

Завдяки руху частинки напрямок дії електростатичної сили змінюється. Але внаслідок симетрії складова повного імпульсу сили в напрямку, паралельному траєкторії частинки, буде дорівнювати нулю. Знак повздовжньої складової змінюється при переході через точку O

Складова імпульсу сили, перпендикулярна до траєкторії, може бути визначена як

$$dP = -F \sin \varphi \cdot dt ,$$

Повний імпульс, отриманий електроном при зіткненні, знаходиться інтегруванням по φ у межах від 0 до π :

$$P = \frac{2Ze^2}{vb} .$$

а отримана ним енергія дорівнює

$$\frac{P^2}{2m} = \frac{2z^2 e^4}{mv^2 b^2}$$

Кількість зіткнень на одиницю довжини шляху частинки, для яких b лежить у межах від b до $b + db$, дорівнює числу електронів в одиниці довжини циліндричного шару, обмеженого циліндрами з радіусами b і $b + db$. Якщо n – кількість електронів в 1 см^3 , то на одиницю довжини такого шару прийдеться $2\pi n b db$ електронів. Енергія, що втрачається частинкою на одиницю довжини такого шару, визначається

$$dE(b) = \frac{2\pi z^2 e^4 n}{mv^2} \frac{db}{b} .$$

Повна зміна енергії у всіх шарах від b_{\min} до b_{\max} складає

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4 n}{mv^2} \ln \frac{b_{\max}}{b_{\min}} \text{ (ерг} \cdot \text{см}^{-1}\text{)}. \quad (2.1)$$

Можна показати, що

$$b_{\max} = \frac{v}{v\sqrt{1-\beta^2}} ,$$

де v - середня частота коливань електронів

Тут I – середній іонізаційний потенціал атомів поглинач, виражений в ергах.

Можна показати, що якщо іонізуюча важка заряджена частинка взаємодіє з електронами речовини, то іонізаційні втрати енергії (у класичному, тобто нерелятивістському випадку) дорівнюють

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ион}}^T = \frac{4\pi e^2}{m_0} \left(\frac{ze}{v}\right)^2 n \ln \frac{2m_0 v^2}{I(1-\beta^2)}, \quad (2.2)$$

де m_0 - маса електрона, z - зарядове число іонізуючої частинки, v - її швидкість, n - кількість електронів в 1 см^3 речовини, його можна виразити через масову густина ρ , не треба забувати, що заряд електрона, як і всі величини треба у цій формулі брати в одиницях СГС_Е, тобто $e = 4.80 \cdot 10^{-10}$ од. зар. Цей вираз називається формулою Бора.

Кількість електронів в одиниці об'єму можна розрахувати за формулою

$$n = \frac{Z\rho N_A}{\mu},$$

μ - атомна вага, Z - порядковий номер атома речовини.

З формули Бора можна зробити висновок: α - частинка, що рухається з якоюсь швидкістю v , на одиницю шляху втрачає у чотири рази більшу енергію, ніж протон, що рухається з такою ж швидкістю.

Іонізаційні втрати енергії можна виразити через енергію іонізуючої частинки E ,

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ион}}^{\alpha} = \frac{2\pi e^4 z^2 M n}{2m_0 E} \ln \frac{4m_0 E}{M I(Z)}. \quad (2.3)$$

Для спрощування розрахунку іонізаційних втрат формулу Бора можна записати

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ион}}^{\alpha} = \frac{B n}{E} \ln \frac{A E}{I(Z)}.$$

де коефіцієнти A та B залежать від того, які іонізуючі частинки розглядаються. Їх легко розрахувати. Так, наприклад, для протонів $B_p = 3.84 \cdot 10^{-28}$ (у таких одиницях, що коли у (3.5) енергія береться у МеВ, то лінійні втрати виражаються у ерг/см).

Для дейтрона: $B_d = 2B_p = 7.68 \cdot 10^{-28}$. $B_{\alpha} = 16B_p = 61.3 \cdot 10^{-28}$

2.3 Проходження легких заряджених частинок у речовині.

Проходження β -випромінювання (електронів та позитронів) через речовину суттєво відрізняється від проходження інших заряджених частинок. Головна причина відмінності полягає в малості маси електронів і позитронів, та, як наслідок, великої зміни імпульсу не тільки за величиною, але й напрямком.

Основні особливості руху легких частинок у речовині:

- а) електрони та позитрони можуть значно відхилитися від початкового напрямку руху, тобто, траєкторія руху не буде прямолінійною;
- б) при зіткненнях може виникати гальмове електромагнітне випромінювання, і як наслідок, суттєві радіаційні втрати;
- в) зіткнення електрона з електронами речовини супроводжується обмінними ефектами через тотожність частинок, які взаємодіють;
- г) при взаємодії позитронів з електронами речовини можливий процес анігіляції цих частинок.

Два з останніх названих процесів відіграють дуже незначну роль при взаємодії β^- - частинок із речовиною.

Основні механізмами втрати енергії електронами та позитронами – іонізаційний та радіаційний.

Іонізаційні втрати визначаються електромагнітною взаємодією частинки з електронами речовини, внаслідок чого атоми іонізуються або збуджуються, а частинки втрачають свою енергію. Механізм іонізаційних втрат для електронів, таким чином, не відрізняється від такого для інших заряджених частинок. Тому для іонізаційної втрати енергії залишається справедливою формула (2.1), яка була отримана для важких частинок, але з іншими b_{\max} і b_{\min} внаслідок малої маси електронів і ефектів квантово-механічного обміну.

Точний розрахунок іонізаційних втрат енергії електронами (β^- -частинками) при зіткненнях з електронами атомів речовини в **релятивістському** випадку був проведений Бете:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{іон.}} = \frac{2\pi e^4 n}{v^2 m} \left(\ln \frac{v^2 m E}{2\langle I \rangle (1-\beta^2)} - (2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2) \ln 2 + 1 - \beta^2 + \frac{1}{8}(1 - \sqrt{1-\beta^2}) \right), \quad (2.4)$$

де $E = \frac{mc^2}{\sqrt{1-\beta^2}} - mc^2$ – релятивістська кінетична енергія електрона;

e і m – заряд та маса електрона; n – кількість електронів в одиниці об'єму речовини; $\langle I \rangle$ – середній іонізаційний потенціал атомів середовища, який можна наближено підрахувати за зарядовим числом Z за формулою $\langle I \rangle = 13.5 Z \text{ eV}$; v – швидкість іонізуючої частинки.

У **нерелятивістському** випадку ($\beta \ll 1$) формула набуває виду

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 n}{mv^2} \ln \frac{mv^2}{2\langle I \rangle}. \quad (2.5)$$

Радіаційні втрати. З електродинаміки відомо, що заряджені частинки, які рухаються прискорено, обов'язково випромінюють

електромагнітні хвилі. Таке випромінювання називають гальмовим, а відповідні затрати енергії називають гальмовими.

У нерелятивістському квантовому наближенні інтенсивність гальмового випромінювання визначається формулою

$$w = \frac{2}{3} \cdot \frac{z^2 e^2 \cdot \dot{v}^2}{c^3} ,$$

де ze - заряд частинки, а \dot{v} – її прискорення.

1) Оскільки прискорення обернено пропорційно масі, зрозуміло, що радіаційні втрати можуть виграти важливу роль тільки для електронів, але ніяк не для важких частинок. Наприклад, при рівних діючих силах радіаційне випромінювання протонів приблизно у $3 \cdot 10^6$ разів менше за випромінювання електронів, оскільки маса протона у 1836 разів більша за масу електрона.

2) Іонізаційні втрати енергії електрона, що рухається крізь речовину, в основному обумовлені його зіткненнями з електронами атомних оболонок. Радіаційні втрати, навпаки, зумовлені взаємодією електрона з атомними ядрами середовища. Дійсно, як ми бачили, іонізаційні втрати пропорційні кількості електронів Z в атомі середовища. Радіаційні втрати пропорційні квадрату кулонівської сили притягання між електронем і ядром, яка, в свою чергу, пропорційна Ze . Тому радіаційне випромінювання при зіткненні з ядром у Z^2 разів більше, ніж при зіткненні з електронем, а кількість електронів лише у Z разів більша за кількість ядер.

Ці якісні оцінки залишаються вірними і в релятивістській квантовій теорії радіаційного гальмування, яка була розроблена Бете й Гайтлером.

Послідовний релятивістський квантовий розгляд приводить до простої формули для величини радіаційних втрат $\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{rad.}$, згідно якої питомі радіаційні втрати на одиницю пройденого частинкою шляху пропорційні її енергії:

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{rad.} = \frac{E}{l_r} . \quad (2.6)$$

Тут l_r – постійна, яка вимірюється в см. Її називають радіаційною довжиною. Радіаційна довжина залежить від роду речовини.

Досить часто при розгляданні процесів поглинання замість товщини x водять її добуток на густину речовини ρx , яку також називають товщиною. В цьому випадку, щоб запобігти непорозумінню, радіаційну товщину будемо визначати як L_r . Ця величина вимірюється в $г/см^2$.

В області високих енергій, де радіаційні втрати енергії є основними, іонізаційними втратами можна знехтувати і розв'язати диференціальне рівняння відносно енергії:

$$E = E_0 \exp\{-x/l_r\}.$$

З цього виразу зрозуміло, який зміст має радіаційна довжина - це відстань, на якій енергія іонізуючої частинки в речовині зменшується в e раз, тобто, майже втричі. Ця довжина залежить тільки від порядкового номера атомів речовини та густини електронів у ньому, вона визначається формулою

$$l_r = \frac{4.31 \cdot 10^{26}}{n \cdot Z^2 \cdot \ln(183/Z^{1/3})} \text{ (см)}.$$

Порівняємо радіаційні та іонізаційні втрати.

Згідно з формулою (3.4) радіаційні втрати лінійно зростають з енергією, в той час, як іонізаційні втрати змінюються з енергією за логарифмічним законом, тобто практично не залежать від енергії. Для порівняння можна користуватися приблизним виразом для відношення лінійних затрат енергії

$$\frac{(-dE/dx)_{рад}}{(-dE/dx)_{іон}} = \frac{Z \cdot E(\text{Мев})}{800}$$

Звідси видно, що радіаційні затрати перевищують іонізаційні при $E > 800/z$. Енергія, при якій радіаційні втрати дорівнюють іонізаційним, називається **критичною**. Вона визначається рівнянням

$$E_{кр.} = \frac{800}{Z} \text{ Мев}.$$

Щоб знайти радіаційні довжини l_r та критичні значення енергії для довільної речовини, необхідно знати їх порядковий номер у таблиці елементів Менделєєва та густину.

Радіаційні довжини L_r і критичні енергії ряду речовин наведені в таблиці.

Речовина	L_r , г/см ²	$E_{кр}$, Мев	Речовина	L_r , г/см ²	$E_{кр}$, Мев
H	58	340	Al	23,9	47
He	85	220	Fe	13,8	24
C	42,5	103	Cu	12,8	21,5
Повітря	36,5	83	Pb	5,8	6,9

Розрахуємо за значенням L_r величину радіаційної довжини l_r для сухого повітря при $t=18^0\text{C}$ і нормальному тиску ($\rho=1,213 \cdot 10^{-3}\text{г/см}^3$).

$$l_r = \frac{36,5}{1,213 \cdot 10^{-3}} = 3,02 \cdot 10^4 \text{ см} = 302 \text{ м.}$$

Іонізаційна здатність заряджених частинок. При іонізаційних зіткненнях малі втрати енергії більш вірогідні, ніж великі. Таким чином, важка заряджена частинка втрачає свою енергію малими порціями, тому імпульс частинки в кожному окремому випадку зіткнення практично не змінюється, і шлях у речовині, не зважаючи на велику кількість зіткнень, є прямолінійним.

Можна оцінити іонізаційні здатності чи питому іонізацію (кількість іонних пар, що утворюються на одиницю довжини пробігу частинки). Енергія, що витрачається в середньому на утворення однієї пари іонів, мало залежить і від енергії (швидкості) частинки, і від сорту поглинаючої речовини, та вона дорівнює приблизно 33 еВ, то іонізаційні втрати

$$i = \frac{dE/dx}{w},$$

де w – енергія, необхідна на утворення однієї іонізаційної пари. Наприклад, для α - частинки у повітрі $w = 35$ еВ, і в точці мінімуму іонізаційних втрат у повітрі при нормальних умовах вона утворює приблизно 35-40 іонних пар на 1 см пробігу. α - частинки - це заряджені масивні частинки. При проходженні через речовину вони іонізують чи збуджують атоми, витрачаючи при цьому свою енергію, і нарешті зупиняються. Завдяки далеко діючому характеру кулонівської взаємодії α - частинки з електронами речовини, вона встигає іонізувати велику кількість атомів. При зіткненні з окремими електронами, завдяки більшій масі, частинка незначно відхиляється від свого шляху. Тому її рух у речовині практично прямолінійний.

Довжина пробігу заряджених частинок. Пробіг іонізуючих частинок у речовині визначається лінійними втратами енергії за формулою

$$R = \int_E^0 \frac{dE}{-(dE/dx)}.$$

Якщо підставити формулу для лінійних втрат, то отримаємо

$$R = \frac{m}{2\pi e^4 z^2 n_E} \int \frac{EdE}{\ln \frac{4mE}{MI(Z)}}.$$

На практиці часто користуються емпіричними формулами для визначення довжини пробігу важких та легких заряджених частинок. Так, для протонів з енергією порядку МеВ у повітрі відома така залежність пробігу від енергії:

$$R (\text{см}) = 1.93 E^{1.8} \text{ МеВ.}$$

Для частинки з зарядом z довжину пробігу визначають за відомим пробігом протонів за формулою

$$R_M \left(\frac{M}{M_p} \right) = \frac{M}{z^2 M_p} R_p(E_p).$$

Для дейтрону $R_d(1,99901E_p) = 1.99901R_p(E_p)$, $R_d = 2R_p$, пробіг дейтронів з енергією $E_d = 200$ MeV удвічі більший за пробіг протонів з енергією $E_p = 100$ MeV. Для α -частинок відоме співвідношення Гейгера, за яким для α -частинок з енергією в декілька MeV пробіг пропорційний кубу швидкості. Але ж для таких частинок відомі й ще інші формули для пробігу. Наприклад, у повітрі при нормальних умовах для енергій в інтервалі 4 MeV – 7 MeV

$$R_\alpha^{\text{возд.}} = 0.31 \cdot E^{3/2} (\text{см.})$$

Для пробігу у речовині з масовим числом A відома емпірична формула

$$R_\alpha^A = 0.56 R^{\text{возд.}} A^{1/3}$$

Пробіг частинки в повітрі можна розрахувати за емпіричною наближеною формулою

$$R_\alpha^{\text{возд.}} = 0.31 \cdot E^{3/2} (\text{см.}).$$

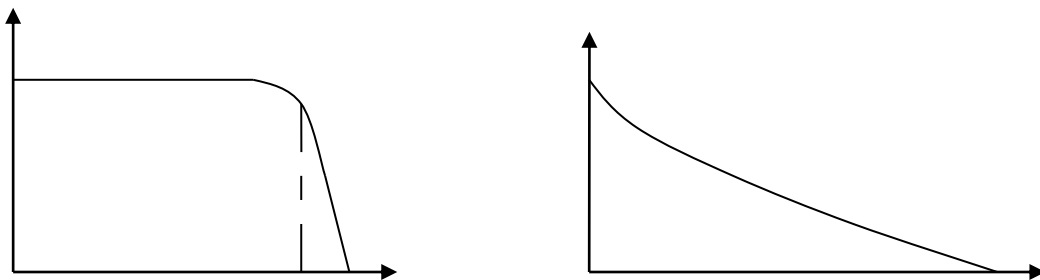
Поняття довжини пробігу для легких заряджених частинок неоднозначно за двома причинами:

1. для енергій, що менші за критичні, коли основну роль відіграють іонізаційні втрати, шлях легких частинок непрямолінійний, оскільки повна релятивістська енергія падаючого електрона по порядку величини близька до енергії атомних електронів.

2. при енергіях більших, ніж критичні, втрати енергії в основному радіаційні. Для них енергія зменшується за експоненціальним законом

$$E = E_0 e^{-x/l}.$$

Тому поняття пробігу для електрона деякої енергії в конкретній речовині не є однозначним (див рис).



На рисунках представлена залежність кількості заряджених частинок N , які пройшли через шар речовини, від товщини x цього шару. Для важких

частинок (лівий рис.) крива залежності спочатку – горизонтальна, а потім різко спадає до нуля. Для електронів (правий рис.) ця крива плавно спадає зі збільшенням товщини.

Тому для електронів (тобто β -частинок) введені три величини, що відповідають пробігу: максимальний пробіг, середній пробіг та радіаційна довжина.

Максимальним (чи екстрапольованим) пробігом називається мінімальна товщина шару речовини, в якій поглинаються всі електрони. Теоретично розрахувати максимальний пробіг складно, тому для оцінок користуються таблицями та напівемпіричними формулами. Наприклад, для моноенергетичних електронів дає задовільні результати формула

$$R_{\max} = 0,526E - 0,24$$

де енергія E виражена в MeV, а R_{\max} – в г/см^2 .

Середнім пробігом називається середня товщина шару, який електрон проходить у речовині. Для середнього пробігу емпіричні формули мають вигляд

$$R(\text{г/см}^2) = 0.407 E^{1.38} \quad \text{для енергій в інтервалі } 0.15 \text{ MeV} - 0.8 \text{ MeV};$$

$$R(\text{г/см}^2) = 0.542 E - 0.133, \quad \text{для } E = (0.8 - 3) \text{ MeV}.$$

Але радіаційні втрати важливо враховувати для електронів-частинки.

2.4 Лінійна передача енергії

Лінійна передача енергії (ЛПЕ) заряджених частинок у середовищі L_{Δ} визначається формулою

$$L_{\Delta} = (dE/dl)_{\Delta}, \quad (2.4.1)$$

де dE – середні енергетичні втрати, що обумовлені такими зіткненнями на шляху dl , при яких передана енергія менше заданого значення Δ .

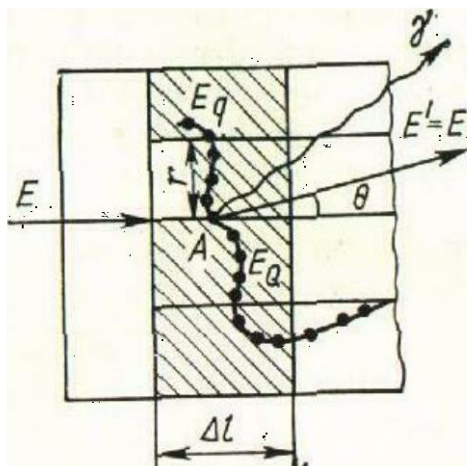
При проходженні зарядженої частинки через речовину вона втрачає свою енергію в актах пружних і непружних взаємодій. У результаті частина енергії витрачається на іонізацію і збудження атомів середовища, а частина — па гальмове випромінювання. В актах іонізації передається енергія, достатня для того, щоб один або кілька орбітальних електронів в атомі залишили його, здобувши деяку кінетичну енергію. Корисно виділити дві різні ситуації: а) звільнені в результаті іонізації електрони мають настільки малу кінетичну енергію, що нездатні самі зробити іонізацію; б) звільнені електрони мають енергію, достатню для подальшої іонізації середовища; деякі з цих електронів можуть отримати настільки велику початкову кінетичну енергію, що здатні утворити самостійні треки; такі електрони називаються δ -частинками. Електрони групи б) можуть, однак, мати таку енергію, що достатня лише для створення лише декількох

пар іонів; у цьому випадку важко говорити про самостійний трек і вірніше говорити про згустки невеликого числа іонів, так званих кластерах. Різниця між кластерами і чітко вираженими самостійними треками δ -частинок у значній мірі умовно.

Граничну енергію Δ , що входить у формулу (2.4.1), відносять до енергії δ -електронів. Якщо в акті зіткнення первинна заряджена частинка утворить δ -електрон з енергією більше Δ , то цю енергію не включають у значення dE , а δ -електрони з енергією більше Δ розглядають як самостійні первинні частинки. Значення Δ як вільного параметра залежить від конкретних умов. Максимальна енергія δ -частинок складає частину енергії первинної частинки, що приблизно дорівнює $4m_0M_0/(m_0 + M_0)^2$, де M_0 — маса первинної зарядженої частинки, m_0 - маса електрона. Така оцінка справедлива для важких заряджених частинок. Якщо первинною частинкою виступає електрон, максимальна енергія δ -частинок може складати лише половину його кінетичної енергії в момент зіткнення.

Поняття ЛПЕ відрізняється від поняття гальмової здатності речовини. Пояснимо цю різницю при більш детальному розгляді формування середнього значення енергетичних втрат dE .

Нехай паралельний пучок моно енергетичних заряджених частинок одного виду з енергією E падає перпендикулярно на плоский поглинач (Рис. 1).



Виділимо в цьому поглиначі шар Δl , досить тонкий, щоб можна було зневажити багаторазовим розсіюванням. Довільно обрана частинка, взаємодіючи з речовиною поглинача в деякій точці A , втрачає енергію ΔE і, відхилившись на кут θ , виходить із шару з енергією $E' = E - \Delta E$.

Втрачена енергія ΔE у залежності від виду процесу взаємодії може бути перетворена різними шляхами. Класифікуємо можливі компоненти загубленої енергії:

ΔE_A -енергія, що локалізована безпосередньо в місці взаємодії біля точки А;
 ΔE_q - енергія, що перетворена в кінетичну енергію вторинних заряджених частинок, причому $\Delta E_q \leq \Delta$, де Δ - задана гранична енергія;

ΔE_Q - енергія, що перетворена в кінетичну енергію вторинних заряджених частинок, причому $\Delta E_Q > \Delta$

ΔE_γ — енергія, що перетворена в енергію фотонів.

У силу випадкового характеру процесів взаємодії випромінювання з речовиною втрачена енергія ΔE і її розподіл по цим складовим виявляються різними для кожної первинної частинки, що входить до складу розглянутого моно енергетичного пучка.

ЛПЕ не включає енергію, що перетворена в енергію фотонів (радіаційні втрати), і при заданому значенні граничної енергії Δ не включає кінетичну енергію таких вторинних часток, для яких ця енергія більше Δ .

Якщо гранична енергія не обмежена, то ЛПЕ включає енергію всіх δ -електронів. В окремому випадку, коли радіаційними втратами можна зневажити, ЛПЕ збігається з гальмовою здатністю.

Лінійна передача енергії залежить від кінетичної енергії зарядженої частинки. Енергія частинки змінюється в міру проникнення її в глиб речовини; змінюється і значення ЛПЕ. Довжина треку частинки однозначно зв'язана з її енергією, тому ЛПЕ можна зіставити як з кінетичною енергією, так і з довжиною треку іонізуючих частинок. Якщо виділити деякий об'єм середовища, що знаходиться в поле іонізуючого випромінювання, то в цей об'єм будуть входити частинки з різними значеннями ЛПЕ в залежності від того, яка частина треку частинки укладається в цьому об'ємі. Отже, можна говорити про розподіл довжини треків по ЛПЕ.

3. ДОЗИ ВИПРОМІНЮВАННЯ

3.1 Поглинена доза

Основною фізичною величиною, прийнятої в дозиметрії для оцінки міри дії іонізуючого випромінювання, є поглинена доза, чи просто доза випромінювання.

Поглинена доза випромінювання— це поглинена енергія випромінювання, що розрахована на одиницю маси опроміненої речовини.

Якщо в елементі об'єму, що містить масу речовини dm , середня поглинена дорівнює dE , доза випромінювання D визначається формулою

$$D = dE / dm. \quad (3.1.1)$$

Говорячи про середнє значення поглиненої енергії, потрібно підкреслити

макроскопічний характер застосовуваних тут величин.

Значення дози може бути приписано будь-якій точці в межах об'єму V . Однак якщо розглянутий об'єм досить великий і в його межах помітно змінюються характеристики випромінювання, то доза буде змінюватися від точки до точки. Під дозою випромінювання в даній точці варто розуміти дозу в нескінченно малому об'ємі, усередині якого знаходиться розглянута точка. Доза D цілком визначається поглинанням енергії при взаємодії заряджених частинок з речовиною. У випадку фотонного випромінювання визначається сумарна кінетична енергія електронів K , що виникають в одиниці маси речовини в результаті фотоэффекта, комптон-ефекту й ефекту утворення електрон-позитронних пар; визначається також енергія гальмового випромінювання B , що виникає при гальмуванні електронів (також у розрахунку на одиницю маси речовини).

Нехай у межах розглянутого об'єму відсутні джерела випромінювань — випадок опромінення тільки зовнішніми джерелами; тоді

$$D = K - \frac{1}{\rho} \nabla J_{E_e} - B, \quad K = -\frac{1}{\rho} \nabla J_{E_\gamma} + B,$$

де ∇J_E - вектор струму енергії, що залежить від координат. Відзначимо різницю у фізичному змісті величин D і K . Доза D характеризує фактично поглинену енергію в деякому об'ємі речовини як за рахунок тих заряджених часток, що утворилися в межах цього об'єму в результаті взаємодії первинного побічно іонізуючого випромінювання з речовиною, так і за рахунок заряджених частинок, що прийшли ззовні. Величина K характеризує енергію, що передана побічно іонізуючим випромінюванням зарядженим іонізуючим частинкам у межах розглянутого об'єму. У дозиметрії величина K має спеціальну назву керма. Від англійського *kerma* - скорочена форма *kinetic energy released in material*.

Керма дорівнює сумі кінетичної енергії всіх заряджених частинок, звільнених побічно іонізуючим випромінюванням в одиниці маси речовини, що опромінюється.

Доза випромінювання залежить від часу опромінення; з часом доза накопичується, зміна дози в одиницю часу називається потужністю дози. Потужність дози

$$P = dD / dt,$$

де dD – зміна дози за час dt .

Потужність дози в загальному випадку є функцією часу - $P\{t\}$. Якщо ця функція відома, дозу за деякий інтервал часу від t_1 до t_2 можна визначити по формулі

$$D = \int_{t_1}^{t_2} P(t)dt$$

Аналогічно можна говорити про потужність керми, зв'язок якої з кермою визначається такими ж формулами.

Керма і потужність керми є зручними характеристиками побічно іонізуючого випромінювання в даному середовищі.

Доза заряджених моно енергетичних частинок, ЛПЕ яких дорівнює L , визначається формулою

$$D = \Phi L_m$$

де Φ - флюенс частинок, а L_m виражене в масових одиницях.

Встановлена в системі СІ одиниця дози іонізуючого випромінювання (поглинена доза) — грей, її позначення Гр— по імені англійського вченого С. Грея, що зробив великий внесок у становлення радіаційної дозиметрії. Один грей дорівнює поглиненій дозі випромінювання, при якій речовині масою 1 кг передається енергія іонізуючого випромінювання 1 Дж. У практиці і науковій літературі поширена позасистемна одиниця дози випромінювання рад: $1 \text{ рад} = 10^{-2} \text{ Гр}$.

3.2 Експозиційна доза

Експозиційна доза - специфічна величина в дозиметрії, уведена для фотонного випромінювання. Вона дорівнює абсолютному значенню повного заряду іонів одного знака, що утворюються в повітрі при повному гальмуванні електронів і позитронів, звільнених фотонами в одиниці маси повітря. Позначимо експозиційну дозу X , тоді

$$X = dQ/dm, \quad (3.2.1)$$

де dQ — сумарний заряд всіх іонів одного знака, створених у повітрі при повному гальмуванні електронів і позитронів, звільнених фотонним випромінюванням у масі повітря dm . Тут важливо зрозуміти, що заряд dQ включає заряд всіх іонів одного знака, створених у результаті повного використання кінетичної енергії електронів і позитронів у повітрі незалежно від місця утворення цих іонів; мається на увазі, що ці іони створені тільки тими електронами і позитронами, що виникли в масі

повітря dm .

Легко встановити зв'язок між експозиційною дозою і кермой фотонного випромінювання в повітрі K_γ . Дійсно, керма є сума початкової кінетичної енергії всіх електронів і позитронів, звільнених фотонами в одиниці маси повітря. При гальмуванні в повітрі ці заряджені частинки витрачають частину своєї енергії E_S на гальмове випромінювання; інша енергія йде на іонізацію і збудження атомів середовища. Отже, експозиційна доза

$$X=(K_\gamma - E_S)e/W, \quad (3.2.2)$$

де e – заряд одного іона; W – середня втрата енергії електронів на утворення однієї пари іонів у повітрі.

Якщо зневажити енергією гальмового випромінювання, що цілком припустимо для низьких і середніх енергій фотонів, то

$$X= eK_\gamma / W. \quad (10.3)$$

Таким чином, керма фотонного випромінювання в повітрі виступає як енергетичний еквівалент експозиційної дози. Відповідно потужність керми K_γ є енергетичним еквівалентом потужності експозиційної дози R .

Встановлена в системі СІ одиниця експозиційної дози - кулон на кілограм, Кл/кг. Кулон на кілограм дорівнює експозиційній дозі, при якій всі електрони і позитрони, звільнені фотонами в повітрі масою 1 кг, утворюють іони, що несуть електричний заряд 1 Кл кожного знака. У практиці і науковій літературі поширена позасистемна одиниця експозиційної дози - рентген, позначення R .

$$1 R=2,58 \cdot 10^{-4} \text{ Кл/кг (точно);}$$

$$1 \text{ Кл/кг}=3,88 \cdot 10^3 R \text{ (приблизно).}$$

3.3 Еквівалентна доза.

Вже відзначалося, що результат впливу випромінювання на об'єкт визначається не тільки поглиненою енергією, але і характером розподілу цієї енергії в об'єкті, що опромінюється, розподілом опромінення за часом, видом випромінювання й інших факторів, значимість яких різна в залежності від умов опромінення і роду вимірюваного радіаційного ефекту. Зокрема, біологічний ефект опромінення за інших рівних умов є різним для різних видів випромінювання. Стосовно до біологічної дії

розходження у фізичній природі частинок не є головним чинником розходження радіаційних ефектів. Більш того, навіть частинки однієї природи, але різних енергій можуть викликати неоднаковий ефект при одній і тій же поглиненій дозі.

Згідно сучасних уявлень про біологічну дію іонізуючих випромінювань визначальну роль грає іонізація живої тканини. Властивості іонів не залежать від причини, за якою вони виникли, а отже, і від природи іонізуючих частинок. У чому ж тоді розходження для різних видів випромінювань? Головне розходження полягає в тому, що різні види випромінювань створюють іони з неоднаковим просторовим розподілом. Наприклад, важкі заряджені частинки створюють більш щільну доріжку іонів, ніж легкі; різними виявляються діапазони енергій, переданих δ -частинкам, що по-своєму впливають на просторовий розподіл іонів. Значні розходження виявляються в мікроскопічному розподілі поглиненої енергії, а отже, і іонізації. Питання мікроскопічного розподілу поглиненої енергії розглядає розділ дозиметрії – мікродозиметрія.

Таким чином, представляється доцільним визначити деяку фізичну величину, що враховувала б просторовий розподіл переданої енергії. Такою величиною при деякому наближенні може служити лінійна передача енергії – ЛПЕ. «Деяке наближення» тут означає, що якщо для двох різних видів частинок ЛПЕ однакова, то просторовий розподіл переданої ними енергії буде більш ідентичним, ніж якби ЛПЕ була різною. ЛПЕ, таким чином, виступає як характеристика якості випромінювання. Під якістю в даному випадку ми розуміємо таку характеристику випромінювання, що має те саме значення в різних видах випромінювання, якщо при однакових умовах опромінення даного об'єкта й однакової дозі спостерігається той самий радіаційний ефект. Іншими словами, радіаційна дія випромінювань однакової якості, у тому числі випромінювань різних видів, повинна бути однаковою при рівних дозах. В багатьох випадках ЛПЕ є зручною характеристикою якості випромінювання.

Для порівняння біологічних ефектів, що викликають різні види випромінювання, введено поняття відносної біологічної ефективності (ВБЕ).

Відносна біологічна ефективність випромінювання — це відношення поглиненої дози зразкового випромінювання, що викликає певний біологічний ефект, до поглиненої дози даного випромінювання, що викликає той же біологічний ефект:

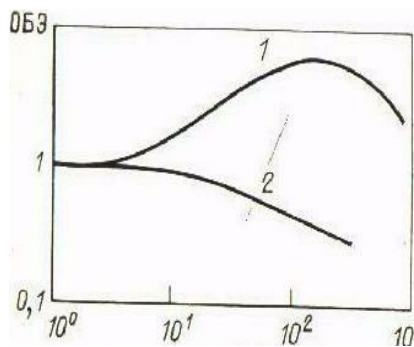
$$\eta = D_0/D_x$$

де η - ВБЕ; D_0 і D_x - дози відповідно зразкового і даного випромінювань,

при яких спостерігається той самий біологічний ефект.

У якості зразкового випромінювання приймають рентгенівське випромінювання з граничною енергією фотонів 200 кеВ; для зразкового випромінювання $\eta = 1$; коефіцієнт η беруть рівним одиниці ($\eta = 1$) для фотонів будь-яких енергій.

ВБЕ залежить від виду випромінювання, його енергії, біологічної реакції, що спостерігається, розподілу випромінювання за часом, індивідуальних особливостей біологічного об'єкта й інших факторів, частина яких ще недостатньо добре вивчена. Особливу значимість має залежність ВБЕ від ЛПЕ. На малюнку показана залежність ВБЕ від ЛПЕ, що отримана в радіобіологічних експериментах. Крива 1 відповідає складним біологічним системам, для яких спостерігається максимум ВБЕ при значенні ЛПЕ близько 100 кеВ/мкм. Крива 2 типова для інактивації деяких бактерій і вірусів. Починаючи з деяких значень ЛПЕ крива падає, не виявляючи максимумів чи мінімумів.



$L_{\infty}, \text{кеВ/мкм}$

Рис.1 Залежність ВБЕ від ЛПЕ

ВБЕ визначають у конкретних умовах радіобіологічного експерименту. Підсумовуючи й аналізуючи дані по ВБЕ, можна скласти уявлення про відносну радіаційну небезпеку для людини різних видів випромінювань.

Дані по ВБЕ, що отримані в радіобіологічних дослідженнях, є основою для встановлення гранично допустимих рівнів опромінення і норм радіаційної безпеки. З метою протирадіаційного захисту використовують, однак, не конкретне значення отриманої в експерименті ВБЕ, а так званий коефіцієнт якості випромінювання.

Коефіцієнт якості є регламентованою величиною ВБЕ, установленюваної спеціальними науковими комісіями на підставі медичних і радіобіологічних даних і призначеної для контролю радіаційної небезпеки, Звідси випливає, що в міру накопичування й уточнення даних по біологічній дії випромінювань коефіцієнти якості для різних видів

випромінювань можуть бути переглянуті. Будучи основою при встановленні норм, що забезпечують радіаційну безпеку, коефіцієнти якості в Радянському Союзі були узаконені нормами радіаційної безпеки (НРБ - 86).

Крім чисельних значень коефіцієнта якості для різних видів випромінювань установлюється залежність коефіцієнта якості від ЛПЕ випромінювання. За основу береться крива виду 1 на рис.1. Однак і тут зв'язок між коефіцієнтом якості і ЛПЕ встановлюється на основі узагальнення і аналізу даних по ВБЕ з урахуванням накопичених знань по наслідках опромінення, а не шляхом прямого спостереження цього зв'язку. У табл. 1 наведені середні значень ЛПЕ у воді, з якими зіставлені значення коефіцієнта якості к. Коефіцієнти якості для проміжних значень ЛПЕ знаходять лінійною інтерполяцією. Прийнято, що випромінювання з однаковим коефіцієнтом якості при рівних дозах і однакових умовах опромінення приводять до однакового біологічного ефекту з погляду радіаційної безпеки. Коефіцієнт якості є залежним від ЛПЕ. Це-коефіцієнт, на який треба помножити поглинену дозу, щоб для цілей протирадіаційного захисту біологічний ефект опромінення людей виражався однією мірою незалежно від виду випромінювання.

Таблиця 1.Значення коефіцієнта якості для випромінювань з різними ЛПЕ

Вид випромінювання	Середня питома іонізація у воді, пар іонів/мкм	Середнє значення ЛПЕ у воді. кеВ/мкм	Коефіцієнт якості к
Фотонне випромінювання; електрони, позитрони	≤ 100	$\leq 3,5$	1
Важкі іонізуючі частинки	≤ 100	$\leq 3, 5$	1
	100—200	3.5-7,0	1—2
	200—650	7,0-23	2—5
	650—1500	23—53	5—10
	1500—5000	53—175	10—20

Однак, уведення коефіцієнта якості виявляється не завжди достатнім для кількісного опису біологічних ефектів опромінення, тому може виникнути необхідність в інших уточнюючих коефіцієнтах, наприклад у коефіцієнті розподілу, що враховував би неоднорідність розподілу джерел, інкорпорованих усередину організму.

Добуток поглиненої дози D на середній коефіцієнт якості іонізуючого випромінювання K у даному елементі об'єму біологічної тканини утворює еквівалентну дозу іонізуючого випромінювань H :

$$H = kD. \quad (3.3.1)$$

Для змішаного випромінювання еквівалентну дозу визначають як суму добутків значень D_i , поглиненої дози окремих видів випромінювань на відповідні значення коефіцієнта якості для цих випромінювань до:

$$H = \sum k_i D_i. \quad (3.3.2)$$

У системі СІ встановлена одиниця еквівалентної дози зіверт, Зв— по імені шведського вченого Р. Зіверта—першого голови мкрз, створеної в 1928 р. Один зіверт дорівнює еквівалентній дозі, при якій добуток поглиненої дози в біологічній тканині стандартної сполуки на середній коефіцієнт якості дорівнює 1 Дж/кг. Зіверт зв'язаний з позасистемною одиницею еквівалентної дози бер наступним співвідношенням: 1 Зв==100 бер.

Міжнародна комісія з радіологічного захисту (МКРЗ) як міру радіаційного впливу на живий організм ввела ефективну еквівалентну дозу $H_{\text{еф}}$, що визначається формулою

$$H_{\text{еф}} = \sum w_T D_T$$

де $H_{\text{еф}}$ —середня еквівалентна доза в T -м органі чи тканині організму; w_T - зважуючий коефіцієнт, що дорівнює відношенню імовірності виникнення стохастичних ефектів при опроміненні органа чи тканини T до імовірності їхнього виникнення при рівномірному опроміненні всього тіла; w_T визначає внесок даного чи органа чи тканини в ризик несприятливих стохастичних ефектів для організму в цілому при рівномірному його опроміненні;

$$\sum w_T = 1$$

Ефективна еквівалентна доза при нерівномірному по органах і тканинам опроміненні організму дорівнює такій еквівалентній дозі при рівномірному опроміненні, при якій ризик несприятливих наслідків виявляється тим же самим, що і при даному нерівномірному опроміненні.

Числові значення зважуючих коефіцієнтів устанавлюються на основі

коефіцієнтів ризику, що у свою чергу виводяться з даних радіобіологічних і медичних досліджень.

3.4 Колективна доза

Еквівалентна доза установлює відповідність між поглиненою дозою випромінювання й очікуваним біологічним ефектом для даної людини; іншими словами, вона є мірою біологічної дії індивідуальної дози, отриманої конкретними особами. Отже, і очікувані біологічні наслідки зв'язані з конкретними особами. Однак у випадку опромінення великих груп людей корисно давати оцінку сумарного ефекту, що очікується.

Широке застосування атомної енергії визначає, що деяка частина населення професійно зв'язана з джерелами іонізуючих випромінювань. Для неї встановлені норми граничних рівнів опромінення, що гарантують повну безпеку здоров'я кожного працівника. Сучасний протирадіаційний захист забезпечує не перевищення цих рівнів. Наряду з професійним опроміненням варто враховувати опромінення великих груп людей і усього населення як від природних джерел, так і від джерел, створених людиною. Прикладом може служити медичне опромінення. Додаток до природного радіаційного фону, що обумовлена діяльністю людей, невелика, і практично важливо враховувати вплив малого рівня опромінення на великі групи населення. При опроміненні малими дозами, що незначно перевищують природний радіаційний фон, можна чекати лише віддалених наслідків генетичної чи соматичної природи; соматичні ефекти виявляються безпосередньо у опромінених осіб, генетичні - в наступних поколіннях.

Особливість віддалених наслідків опромінення полягає в тому, що вони носять стохастичний характер і можуть бути виявлені лише статистичними методами на популяційному рівні. Розмір наслідку опромінення в цьому випадку визначається не тільки індивідуальною дозою, але і числом опромінених осіб.

Нехай серед деякої групи опромінених осіб $N(D)dD$ є число осіб, що одержали дозу в інтервалі від D до $D+dD$. Тоді величина D_S являє собою колективну дозу

$$D_S = \int_0^{\infty} DN(D)dD \quad (3.4.1)$$

Якщо у формулі (3.4.1) замість $N(D)$ використовувати густину розподілу дози серед розглянутої групи осіб $\rho(D)$, то інтеграл дасть середнє значення дози D , що одержує одна людина

$$\bar{D} = \int_0^{\infty} \rho(D) D dD \quad (3.4.2)$$

У процесі опромінення може змінюватися як потужність дози випромінювання, так і число осіб, що опромінюються. Якщо $N(P)$ є розподіл по потужності дози в деякий момент часу осіб, що опромінюються, то потужність колективної дози в цей же момент часу визначається інтегралом:

$$P_S = \int_0^{\infty} P N(P) dP \quad (3.4.3)$$

Для іншого моменту часу потужність колективної дози може змінитися внаслідок зміни як P , так і розподілу $N(P)$.

Колективна доза, так само як і потужність дози, може бути віднесена до будь-якого числа осіб, що опромінюються. У граничному випадку, коли розглядається одна людина, колективна доза дорівнює індивідуальній; в іншому граничному випадку, коли розглядаються цілі популяції аж до всього населення земної кулі, колективну дозу називають популяційною.

Колективна доза і її потужність особливо зручні для оцінки дії конкретного джерела при опроміненні великих груп людей. Як міру загального опромінення популяції від даного джерела може бути прийнята парціальна колективна (чи популяційна) доза. Така колективна доза D_S^k , що сформована під дією певного джерела «к», є інтеграл за нескінченно великий проміжок часу від колективної потужності дози P_S^k , зумовленої тим же джерелом:

$$D_S^k = \int_0^{\infty} P_S^k(t) dt \quad (3.4.5)$$

Слово «парціальна» відбиває той факт, що доза зв'язана з конкретним джерелом; при наявності декількох джерел загальна доза дорівнює сумі парціальних. Парціальна доза накопичується за увесь час дії джерела й у цьому сенсі виступає як прогнозована чи очікувана доза. З формул видно, що в якості вихідної виступає інформація про розподіл дози серед розглянутої групи осіб. Цю інформацію одержують на основі даних дозиметричного контролю. Щоб кількісно оцінити очікуваний біологічний ефект при опроміненні великих груп людей, знання популяційної дози недостатньо. Ми можемо лише сказати, що зі збільшенням популяційної

доза ефект зростає. Мірою очікуваного ефекту може служити біологічно значима доза. Під біологічно значимою дозою будемо розуміти таку дозу випромінювання, що у випадку, якби вона була отримана кожною людиною даної групи (популяції), викликала б такі ж біологічні наслідки, що і реальний розподіл дози.

При визначенні генетично значимої дози враховують очікуване число народжень у різних категорій населення; при визначенні соматично значимої дози варто враховувати очікувану тривалість життя.

4. ФІЗИЧНІ ОСНОВИ ДОЗИМЕТРІЇ ФОТОННОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ

4.1 Перетворення енергії фотонного випромінювання в речовині

При проходженні фотонного випромінювання через речовину відбувається перетворення енергії фотонів в елементарних актах їхньої взаємодії з атомами й електронами середовища. В області середніх енергій фотонів (приблизно до 10 МеВ) найбільш істотне значення мають фотоелектричний ефект, комптон-ефект і ефект утворення пар.

Фотоелектричний ефект. При фотоелектричній взаємодії фотон поглинається атомом і утворюється фотоелектрон. Якщо енергія фотона E_γ перевершує енергію зв'язку К-електронів, фотоелектричне поглинання з більшою ймовірністю відбувається на К-оболонці. При меншій енергії найбільш ймовірним буде звільнення тих електронів, що мають найбільшу енергію зв'язку E_i . Баланс енергії при фотоелектричному поглинанні має вид

$$E_\gamma = E_i + E_e \quad (4.1.1)$$

де E_e - кінетична енергія фотоелектрона.

Електрон, що вилетів з атома, звільняє місце на відповідному енергетичному рівні, що може бути зайняте менш зв'язаним електроном; при цьому виділиться квант характеристичного випромінювання. При переході менш зв'язаних електронів на вакантні рівні надлишок енергії може безпосередньо привести до вильоту з атома одного з електронів верхніх оболонок (ефект Оже).

Таким чином, при фотоелектричному поглинанні частина енергії первинних фотонів перетворюється в кінетичну енергію електронів (фотоелектрони і електрони Оже), а частина – в енергію характеристичного випромінювання. Якщо лінійний коефіцієнт фотоелектричного поглинання позначити τ , то можна написати

$$\tau = \tau_k + \tau_s \quad (4.1.2)$$

де τ_k - частина коефіцієнта фотоелектричного поглинання, що характеризує перетворення енергія первинних фотонів у кінетичну енергію електронів; τ_s - частина коефіцієнта фотоелектричного поглинання, що характеризує перетворення енергії первинних фотонів в енергію характеристичного випромінювання.

Удалині від стрибків поглинання з боку коротких довжин хвиль (високих енергій) роль τ_s незначна і можна покласти $\tau \approx \tau_k$. Частка τ_s велика поблизу стрибків поглинання, і в тому випадку, якщо енергія первинного фотона дорівнює енергії зв'язку електрона, що вилетів, $\tau \approx \tau_s$. У більшості практично важливих для дозиметрії випадків можна вважати, що при фотоэффекті вся енергія первинного фотона перетвориться в кінетичну енергію фотоелектронів.

Комптон-ефект. У випадку комптон-ефекту частина енергії первинних фотонів перетвориться в кінетичну енергію електронів віддачі, а частина - в енергію розсіяних фотонів. Позначивши σ лінійний коефіцієнт комптоновської взаємодії, напишемо

$$\sigma = \sigma_k + \sigma_s \quad (4.1.3)$$

де σ_k і σ_s частина коефіцієнта комптоновської взаємодії, що характеризує перетворення енергії первинного фотона в енергію електронів віддачі й енергію розсіяних фотонів відповідно.

Ефект утворення пар. Для цього ефекту необхідно, щоб енергія первинного фотона була більше $2m_0c^2$ - подвоєної енергії спокою електрона. При зіткненні замість первинного фотона утворюються дві частинки - електрон і позитрон. Позитрон взаємодіє з одним з електронів середовища. У результаті утворюються два фотони анігіляційного випромінювання із сумарною енергією $2m_0c^2$. Таким чином, при цьому ефекті енергія первинних фотонів перетворюється а кінетичну енергію іонізуючих частинок (електронів і позитронів) і в енергію анігіляційного випромінювання. Якщо κ позначити лінійний коефіцієнт ефекту утворення пар, то частина коефіцієнта, що характеризує перетворення енергії первинного фотона в кінетичну енергію електрона і позитрона, буде дорівнювати

$$\kappa_k = (E_\gamma - 1,022) \kappa / E_\gamma, \quad (4.1.4)$$

де E_γ - енергія, МеВ.

4.2 Коефіцієнт передачі енергії випромінювання

Відзначено, що в елементарних актах взаємодії фотонів з речовиною частина енергії первинного випромінювання перетвориться в кінетичну енергію електронів, а частина - в енергію вторинного фотонного випромінювання. Це дозволяє повний коефіцієнт ослаблення представити у виді суми двох коефіцієнтів

$$\mu = \mu_k + \mu_s,$$

де μ_k і μ_s - відповідно частини коефіцієнта ослаблення, що визначають перетворення енергії фотонів у кінетичну енергію електронів і енергію вторинного фотонного випромінювання (характеристичне випромінювання, розсіяні фотони, анігіляційне випромінювання).

Коефіцієнт μ_k називається коефіцієнтом передачі енергії випромінювання. Як і коефіцієнт ослаблення, μ_k може масовим, атомним, електронним і лінійним.

Для простої речовини з атомним номером Z масовий коефіцієнт передачі енергії

$$\mu_{km} = \tau_{km} + \sigma_{km} + \kappa_{km} \quad (4.1.5)$$

На рис. 2 показана залежність масового коефіцієнта передачі енергії μ_{km} від енергії фотонів для повітря. Із графіка видно, що в діапазоні енергій фотонів 0,15—2 МеВ коефіцієнт μ_{km} змінюється мало.

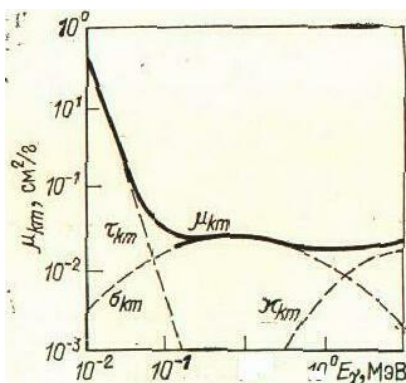


Рис. 2. Залежність коефіцієнта передачі енергії в повітрі від енергії фотонів

Розподіл перетвореної енергії первинного випромінювання між електронами і вторинним фотонним випромінюванням характеризується відношенням μ_k / μ_s . В області низьких енергій фотонів, володіє фотоефект, відношення $\mu_k / \mu_s \gg 1$. У міру збільшення енергії випромінювання це відношення зменшується і стає менше 1 в області комптон-ефекту.

При подальшому збільшенні енергії фотонів відношення зростає

через ефект утворення пар.

Коефіцієнт передачі енергії зв'язаний з коефіцієнтом поглинання енергії фотонного випромінювання $\mu_{\text{п}}$ співвідношенням

$$\mu_{\text{п}} = \mu_{\text{к}}(1 - g) \quad (4.1.6)$$

де g - частка енергії заряджених частинок, що йде на гальмове випромінювання.

Коефіцієнт $\mu_{\text{к}}$ визначає передачу енергії фотонів електронам середовища. Якщо сума енергій усіх фотонів первинного випромінювання, що проходить перпендикулярно шару речовини товщиною dl , дорівнює E , то лінійний коефіцієнт передачі енергії

$$\mu_{\text{к}} = \frac{1}{E} \frac{dE_{\text{к}}}{dl} \quad (4.1.7)$$

де $dE_{\text{к}}$ —сума кінетичної енергії всіх заряджених часток, звільнених фотонами в шарі dl . З формули (4.1.7) безпосередньо випливає зв'язок між потужністю керми $P_{\text{к}}$ і щільністю потоку енергії I_{γ} фотонного випромінювання.

$$\mu_{\text{к}} = \frac{1}{I_{\gamma}} \frac{dE_{\text{к}}^1}{dl} \quad (4.1.8)$$

де $dE_{\text{к}}^1$ - сума кінетичної енергії всіх заряджених частинок, що звільняються фотонами в одиницю часу в одиниці об'єму речовини, що опромінюється. Якщо dl виразити в масових одиницях, то $dE_{\text{к}}^1/dl$ є потужність керми. Звідси одержуємо зв'язок

$$P_{\text{к}} = \mu_{\text{км}} I_{\gamma} \quad (4.1.9)$$

Оскільки керма фотонного випромінювання в повітрі є енергетичний еквівалент експозиційної дози, з формули (4.1.9) випливає зв'язок між щільністю потоку енергії (інтенсивністю) випромінювання і потужністю експозиційної дози $P_{\text{х}}$:

$$P_{\text{х}} = \frac{e}{W} \mu_{\text{км}} I_{\gamma} \quad (4.1.10)$$

Коефіцієнт передачі енергії в даній речовині легко визначається для моноенергетичного випромінювання. У випадку не моноенергетичного випромінювання замість формули (4.1.10) варто користатися формулою

(4.1.11)

$$P_x = \int_0^{E_m} \frac{e}{W} \mu_{km}(E_\gamma) I(E_\gamma) dE_\gamma \quad (4.1.11)$$

де $\mu_{km}(E_\gamma)$ - масовий коефіцієнт передачі енергії для фотонів енергії.

З формул (4.1.10) і (4.1.11) витікає, що потужність експозиційної дози прямо пропорційна щільності потоку енергії випромінювання тільки для незмінного енергетичного складу, тому що коефіцієнт μ_{km} залежить від енергії фотонів. Раніше відзначалося, що для повітря μ_{km} мало змінюється в широкому діапазоні енергій фотонів. Це дозволяє на практиці приймати, що потужність експозиційної дози приблизно пропорційна інтенсивності випромінювання.

Якщо дві речовини мають рівні масові коефіцієнти передачі енергії, то це означає, що в тому самому полі випромінювання енергія фотонів, що перетворена в енергію заряджених часток у розрахунку на одиницю маси, речовини, в обох випадках буде однаковою. При цьому передбачається, що розглянутий елемент об'єму речовини не деформує поле випромінювання.

4.3 Електронна рівновага.

При взаємодії фотонів з речовиною в обмеженому об'ємі середовища вивільняються електрони, що мають різний напрямок руху і різний пробіг. Частина електронів, почавши свій шлях в обраному об'ємі, цілком поглинеться в межах цього ж об'єму, але деякі електрони вийдуть з об'єму, не витративши усієї своєї енергії. У той же час в обраний об'єм можуть потрапити електрони з сусідніх ділянок речовини, у яких теж відбувається перетворення енергії фотонів.

Поглинена енергія випромінювання згідно із законом збереження енергії дорівнює різниці між сумарною енергією усіх фотонів та електронів, що входять в обраний об'єм, і сумарною енергією усіх фотонів та електронів, що виходять з нього

$$\Delta E = (E_\gamma + E_e) - (E_\gamma^1 + E_e'), \quad (4.3.1)$$

де E_γ і E_γ^1 - сумарна енергія усіх фотонів, що відповідно входять у розглянутий об'єм і виходять з нього; E_e й E_e' - сумарна кінетична енергія усіх вхідних і вихідних електронів.

Фотони, які входять в даний об'єм в результаті взаємодії із речовиною перетворюють свою енергію в кінетичну енергію електронів E_k , що виникають у виділеному об'ємі, і в енергію фотонів E_γ^1 , що виходять з цього об'єму, тобто

$$E_\gamma = E_\gamma^1 + E_k \quad (4.3.2)$$

Строго говорячи, $E_\gamma = E_\gamma^1 + E_k + \phi$, де ϕ – енергія, що потрібна для того, щоб вирвати електрон з атома. Зокрема, при фотоефекті можливий випадок, коли енергія первинного фотона цілком витрачається тільки на те, щоб вирвати електрон з атома. У цьому випадку кінетична енергія виникаючого електрона близька до нуля ($E_k \approx 0$). Такі електрони не здатні робити іонізацію, а ми розглядаємо тільки іонізуючі випромінювання. Якщо енергія електронів достатня для іонізації, то практично завжди можна зневажити енергією ϕ .

Зіставивши формули (4.3.1) і (4.3.2), можна написати

$$\Delta E = (E_k + E_e) - E_e' \quad (4.3.3)$$

З формули (26) витікає, що при $E_e = E_e'$ поглинена енергія в даному об'ємі ΔE дорівнює енергії, що перетворена в кінетичну енергію заряджених частинок у цьому ж об'ємі E_k . Отже,

$$\Delta E = E_k \quad (4.3.4)$$

Підставивши формулу (27) у формулу (26), одержимо, що сумарна кінетична енергія всіх електронів, що входять у розглянутий об'єм, дорівнює сумарній кінетичній енергії електронів, що залишають його. Такий стан взаємодії фотонного випромінювання з речовиною, при якому енергія звільнених фотонами електронів, що внесена в деякий об'єм,

дорівнює енергії, що виносять електрони з того ж об'єму, називається електронною рівновагою. Умова електронної рівноваги може бути записана в такому виді:

$$\nabla J_{eE} = 0.$$

При цій умові з формули встановлюється такий зв'язок між поглиненою дозою D і кермою K

$$D = K - B. \quad (4.3.5)$$

Якщо втратами енергії електронів на гальмове випромінювання можна знехотити, то $B \approx 0$ і доза випромінювання дорівнює кермі. Такий стан називається абсолютною електронною рівновагою.

Визначений таким засобом рівноважний стан може існувати в полі будь-якого іонізуючого випромінювання; вторинними зарядженими частинками при цьому не обов'язково будуть електрони. Стан електронної рівноваги називають також станом енергетичної рівноваги.

У загальному випадку з обліком гальмового випромінювання з формули (28) одержимо

$$D = K (1 - g). \quad (4.3.6)$$

де $g = B/K$ частка енергії електронів, перетворена в енергію гальмового випромінювання.

У деякій точці поля фотонного випромінювання поглинена доза і керма зв'язані із інтенсивністю випромінювання I співвідношеннями

$$D = \mu_p I t, \quad K = \mu_k I t, \quad (4.3.7)$$

де t -час накопичування дози D ; μ_p і μ_k – коефіцієнти поглинання і передачі енергії відповідно.

При абсолютній електронній рівновазі рівність для двох речовин коефіцієнта передачі енергії означає також рівність поглиненої в цих речовинах дози в тому самому полі випромінювання. Формування поглиненої дози будь-якого побічно іонізуючого випромінювання, зокрема фотонного, відбувається в два етапи. На першому етапі побічно іонізуючі частинки (наприклад, фотони), взаємодіючи із середовищем, створюють заряджені частинки і вторинне побічно іонізуюче випромінювання. На другому етапі заряджені частинки передають енергію речовині. Істотне розходження між цими двома етапами полягає в тому, що передача енергії посередньо іонізуючими частинками зарядженим частинкам і передача енергії від заряджених частинок речовини відбуваються в різних точках середовища. Поглинена доза формується на другому етапі взаємодії, у той час як перший етап формує керму. Це визначає просторовий розподіл керми і поглиненої дози.

Розглянемо поширення пучка фотонів через плоский поглинач і

зміну керми і дози випромінювання на різних відстанях від передньої поверхні (рис. 3). Керма (крива 2) поступово падає зі збільшення глибини поглинача внаслідок поглинання і розсіяння первинного випромінювання. Доза (крива 1) на поверхні поглинача визначається зарядженими частинками, що приходять тільки з заднього півпростору. Зі збільшенням глибини до них додаються частинки, що приходять з переднього шару поглинача між поверхнею і розглянутою точкою; це приводить до зростання дози. Одночасно в цьому ж шарі поглинача йдуть процеси поглинання і розсіяння фотонів, що зменшує дозу випромінювання. Таким чином, формування дози обумовлюється двома протилежно діючими факторами. До деякої глибини R_0 переважає перший фактор (прихід електронів), після глибини R_0 переважає другий фактор (ослаблення первинного випромінювання). На глибині R_0 доза приймає максимальне значення. На поверхні поглинача значення керми більше значення дози, оскільки відхід заряджених частинок з елемента об'єму не компенсується їхнім приходом із заднього півпростору. На глибині $x=0$ керма дорівнює дозі, і тут спостерігається абсолютна рівновага заряджених частинок. Потім значення керми стає нижче значення дози. Це викликано тим, що в дозу вносять вклад заряджені частинки, що звільнені первинним випромінюванням ближче до поверхні, ніж точка, що розглядається, а керма визначається зарядженими частинками, звільненими в цій точці.

Тут виявляється ослаблення випромінювання в шарі речовини, що дорівнює приблизно пробігу заряджених частинок.

Ефективна товщина ослаблення визначається не тільки довжиною пробігу заряджених частинок, але і їхнім кутовим розподілом: при ізотропному розподілі ефективна товщина ослаблення менше довжини пробігу частинок; чим більш виражений напрямок поширення вперед, тим ближче товщина ослаблення до довжини пробігу заряджених частинок. Глибина R_0 , де доза максимальна, відповідає ефективній товщині ослаблення первинного випромінювання. Ступінь ослаблення випромінювання характеризується експонентою $\exp(-\mu R_0)$, де μ - лінійний коефіцієнт ослаблення фотонного випромінювання. Для таких енергій фотонів, при яких ефект утворення пар не є переважним, $\mu R_0 \ll 1$. У цій області енергій коефіцієнт ослаблення μ зменшується, а пробіг електронів (і, значить, R_0) збільшується із зростанням енергії фотонів. Це приводить до слабкої залежності добутку μR_0 від енергії первинного випромінювання, і співвідношення $\mu R_0 \ll 1$ досить точно виконується для широкого енергетичного діапазону. При цій умові абсолютна рівновага

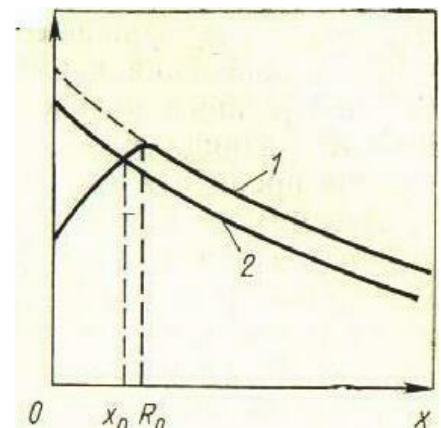


Рис.4.1

настає на глибині $x_0 = R_0$, що відповідає максимуму дози, і зберігається на більшій глибині.

Розглянута картина поведінки керми і дози в середовищі, що їх послаблює, типова для нейтронного випромінювання. Для енергії нейтронів аж до 30 MeV різниця між дозою і кермою після встановлення рівноваги дуже мала.

Електронна рівновага буде виконуватися для невеликої області будь-якої речовини, якщо ця область оточена шаром тієї ж речовини завтовшки довжини пробігу найшвидших електронів, звільнених у цій речовині фотонами. Зміною інтенсивності випромінювання в результаті поглинання в навколишньому шарі практично можна зневажити для фотонів з енергією (до 10 MeV).

Якщо ефект утворення пар переважає в порівнянні з комптон і фотоефектами, то коефіцієнт μ збільшується з підвищенням енергії фотонів, що приводить до швидкого росту добутку μR_0 ; крім того, зі збільшенням енергії росте кутова анізотропія з вираженим напрямком поширення вторинного випромінювання вперед. Усе це приводить до того, що умова $\mu R_0 \ll 1$ не дотримується і неможна зневажити ослабленням первинного випромінювання на товщині, рівній пробігу електронів. У цьому випадку хід кривих на рисунку дає типову картину поведінки керми і дози. Починаючи з глибини R_0 керма і доза не рівні між собою, але можуть бути пропорційні один одному, що відповідає відносній рівновазі заряджених частинок.

Розглянемо тепер поведінку керми і дози побічно іонізуючого випромінювання на границі розділу двох різних середовищ (I і II). Нехай пучок первинного випромінювання (фотонного чи нейтронного) падає перпендикулярно границі розділу двох плоских поглиначів, зроблених з різних матеріалів, що характеризуються різними значеннями коефіцієнта передачі енергії. Нехай товщина кожного поглинача більше пробігу найшвидших вторинних заряджених частинок. Вважаємо далі, що удалині від границі розділу в межах кожного поглинача настає рівновага заряджених частинок і доза дорівнює керме. В міру наближення до границі розділу двох середовищ керма залишається постійною у межах кожного середовища, але різко змінює своє значення на границі. Стрибок обумовлений зміною коефіцієнта передачі енергії.

Доза та керма на великій відстані від границі розділу дорівнюють одна одній, але поблизу границі в межах одного середовища доза плавно зростає в першому середовищі і зменшується у другому. Це обумовлено зростаючим внеском у дозу заряджених частинок, що приходять із протилежного середовища по мірі наближення до границі розділу. На самій границі доза виявляє розрив безперервності. Це пов'язано зі зміною

гальмової здатності середовища і, отже, ЛПЕ заряджених частинок. Дійсно, доза зв'язана з флюенсом Φ і ЛПЕ співвідношенням

$$D = \Phi L.$$

Нехай для першого середовища ЛПЕ більше, ніж для другої ($L_1 > L_2$). Флюенс на границі розділу однакова для обох середовищ. Звідки доза в першому поглиначі на межі повинна бути більшою, ніж у другому. Звідки випливає, що рівновага заряджених частинок порушується на межі двох різних середовищ.

Практично важливим є забезпечення електронної рівноваги біля малої газової порожнини усередині твердого тіла. Якщо газ, що наповнює порожнину, і тверде тіло близькі по атомній сполуці, то з точністю до ефекту щільності можна покласти, що імовірність процесів взаємодії випромінювання з речовиною в розрахунку на одиницю маси однакова для газу і твердого тіла. Аналіз показує, що для нескінченного однорідного по атомній сполуці простору електронна рівновага для деякої області V буде забезпечена, якщо зробити тільки два допущення: лінійні розміри області V значно менше пробігу найшвидших електронів, а інтенсивність і спектральна сполука первинного випромінювання однакові для всіх точок області.

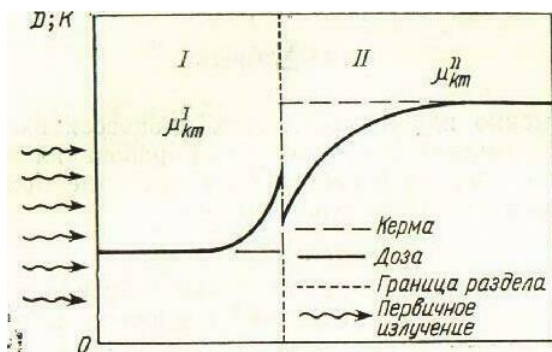


Рис. 4.2 Поводження керми і дози на межі розділу двох середовищ

Розглянуті закономірності в поведженні дози і керми виявляються справедливими як для фотонного, так і для нейтронного випромінювань.

5. Дозиметрія нейтронів, перетворення енергії нейтронів у речовині.

5.1 Класифікація нейтронів.

Прийнято розрізняти наступні групи нейтронів у залежності від їхньої енергії:

- *ультрахолодні* нейтрони - нейтрони з енергією менш 10^{-7} eВ;
- *холодні* нейтрони - нейтрони з енергією менш $5 \cdot 10^{-3}$ eВ;
- *теплові* нейтрони - нейтрони, що знаходяться в термічній термодинамічній рівновазі з атомами навколишнього середовища, з найбільш ймовірною енергією таких нейтронів при кімнатній температурі 0,025 eВ;
- *надтеплові* нейтрони - нейтрони, найменше значення енергії яких при нормальній температурі знаходиться в інтервалі 0,1—0,2 eВ .
- *проміжні* нейтрони — нейтрони від енергетичної границі надтеплових нейтронів до 200 кеВ;
- *швидкі* нейтрони — нейтрони з енергіями від 200 кеВ до 20 МеВ;
- *надшвидкі* нейтрони - нейтрони з енергією більш 20 МеВ;
- *підкадмієві* нейтрони — нейтрони з енергією менш ефективною граничної енергії для кадмію, що використовується для екранування від теплових нейтронів;
- *надкадмієві* нейтрони — нейтрони з енергією більш ефективною енергії для кадмію;
- *нейтрони перехідної області* — в енергетичному інтервалі від нижньої енергетичної границі надтеплових нейтронів до границі, вище якої починається енергетичний розподіл щільності потоку нейтронів за законом Фермі.

Зручно об'єднати нейтрони перехідної області і теплові нейтрони в одну групу; ці нейтрони називаються *повільними*. Перетворення енергії нейтронів відбувається в елементарних актах взаємодії з ядрами атомів поглинаючої речовини. При взаємодії нейтронів з ядрами можуть спостерігатися: пружне розсіювання, непружне розсіювання, радіаційне захоплення, розщеплення з вильотом заряджених частинок, поділ ядер. Імовірність того чи іншого процесу залежить як від енергії нейтронів, так і від виду ядер, з якими вони взаємодіють,

У процесі пружного розсіювання нейтрон змінює свій напрямок, а частина його кінетичної енергії передається ядру віддачі. При непружному розсіюванні ядро віддачі виявляється в збудженому стані, з якого воно переходить у нормальний стан, випускаючи γ -квант. Цей процес має практичне значення тільки для швидких нейтронів. . В елементарному акті пружного розсіювання ядро віддачі одержує енергію

$$E_{\text{яд}} = 4MmE_0 \cos^2 \theta / (M+m)^2 \quad (5.1.1)$$

де M — маса ядра; m — маса нейтрона; θ -кут між первісним напрямком нейтрона і напрямком руху ядра віддачі в лабораторній системі координат; E_0 —початкова енергія нейтрона.

Радіаційне захоплення - характерний вид взаємодії теплових нейтронів - полягає в захопленні ядром нейтрона з випусканням γ -кванта. γ -випромінювання при радіаційному захопленні має енергію порядку мільйона електрон-вольт. Радіаційне захоплення може відбуватися на ядрах майже усіх елементів.

Радіаційне захоплення і ядерні перетворення з вильотом заряджених частинок приводять до того, що енергія взаємодіючого нейтрона цілком перетворюється в енергію вторинного випромінювання. У процесі розсіювання (пружного і непружного) тільки частина енергії первинного нейтрона перетворюється в енергію вторинного випромінювання.

5.2 Основні механізми взаємодії нейтронів з речовиною.

Процеси взаємодії нейтронів з речовиною визначаються як енергією нейтронів, так і атомним складом поглинаючої речовини.

Нейтрони не мають електричного заряду, тому практично ніяк не взаємодіють з атомними електронами. Втрати енергії нейтронних потоків при проходженні електронів через речовину пов'язані із зіткненнями нейтронів з атомними ядрами. Залежно від енергії нейтрона знаходиться механізм процесів взаємодій.

При енергії нейтрона:

1) більше 0,1 МЕВ (швидкі нейтрони) відбувається механізм пружного розсіювання. Нейтрони таких енергій можуть так сильно штовхнути ядро, що воно відірветься від своїх власних електронів і полетить вперед без електрона, як важка заряджена частинка, проводячи іонізацію і збудження атомів і молекул речовини;

2) механізм $E < 0,1$ МЕВ - це механізм розщеплювання атомного ядра;

3) механізм радіаційного захоплення нейтрона. При низьких енергіях нейтрона, він може бути захоплений ядром атома речовини, яка переходить в збуджений енергетичний стан. Виникає ядро нового ізотопу. Тут теж $E < 0,1$ МЕВ.

Процес проходження нейтронів через речовину можна описати експоненціальним законом. Вірогідність того, що один з нейтронів зачепить хоч би одне з ядер атомів, пропорційна довжині шляху нейтрона та ефективному перерізу розсіювання σ . Заряджені частинки і ядра віддачі, що утворюються при взаємодії нейтронів, легко поглинаються середовищем. γ -кванти, що утворюються при радіаційному захопленні,

навпаки, легко проникають через речовину і можуть вийти з поглинаючого середовища без істотного ослаблення. Розсіяні нейтрони в залежності від умов опромінення також можуть вийти з обмеженої області поглинача, не цілком розтративши свою енергію.

Тканинна доза нейтронів обумовлена поглиненою енергією вторинного випромінювання, що виникає при взаємодії нейтронів із тканиною організму. Значимість тих чи інших процесів взаємодії нейтронів визначається складом тканини. Приблизно хімічний склад м'якої живої тканини можна визначити формулою уявленої тканинної молекули $(C_5H_{40}O_{18}N)_x$. Для живої тканини характерно, що вона складається в основному з легких елементів. Перевага того чи іншого з перерахованих раніше процесів взаємодії нейтронів з речовиною визначеного хімічного складу цілком визначається енергією нейтронів.

Розглянемо поглинену в тканині дозу нейтронів різних енергетичних груп.

Повільні нейтрони з енергіями від теплових до 1 кеВ. Для легких ядер основним видом взаємодії цієї групи нейтронів є пружне розсіювання. Перетворення енергії повільних нейтронів у живій тканині відбувається в результаті пружного розсіювання. Ядра віддачі, що виникають у тканині при пружному розсіюванні повільних нейтронів, здебільшого мають енергію, недостатню для іонізації, і їхній внесок у біологічний ефект передбачається незначним.

Теплові нейтрони, що утворилися в результаті уповільнення більш енергетичних нейтронів, потрапляють в тканину ззовні, захоплюються ядрами елементів тканини з утворенням нових ізотопів. Виникаючі при радіаційному захопленні γ -кванти з енергією 2,23 МеВ, взаємодіючи з тканиною, дають істотний внесок у дозу. Розподіл дози, обумовленої γ -квантами, по глибині тканини визначається просторовим розподілом теплових нейтронів і характером взаємодії γ -випромінювання з тканиною організму. У реакції на азоті утворюються протони з енергією 0,62 МеВ і радіоактивний вуглець. Протони мають у тканині малий пробіг і практично поглинаються в місці свого виникнення. Крім зазначених основних реакцій, характерних для взаємодії теплових нейтронів з ядрами азоту і водню, йдуть реакції і на інших елементах, що входять до складу тканини. Серед них можна назвати радіаційне захоплення, що супроводжується випускненням γ -квантів з енергією близько 0,73 МеВ. Так, реакція на фосфорі збільшує дозу в кістковій тканині. У цілому додаткові реакції ненабагато збільшують дозу. Як уже відзначалося, основний процес взаємодії повільних нейтронів із тканиною - пружне розсіювання, однак вирішальне значення в біологічній дії нейтронів цієї групи приписується вторинному випромінюванню, що виникає в реакціях захоплення теплових нейтронів. Що стосується поглиненої енергії, що

визначає дозу, вона характеризується наступними цифрами. Середнє число зіткнень, необхідне для уповільнення в тканині нейтронів з енергією 1 кеВ до теплової енергії, можна прийняти рівним 15. Оцінка дози одиничного потоку теплових нейтронів дає на поверхні об'єкта значення $2,6 \cdot 10^{-2}$ МеВ/м. Кожен повільний нейтрон може стати в тканині тепловим, тому з порівняння даних видно, що основна частка поглиненої енергії повільних нейтронів приходить на вторинне випромінювання.

Швидкі нейтрони. Основний процес, що визначає поглинання енергії швидких нейтронів у тканини,—пружне розсіювання. Майже вся поглинена енергія розподіляється між ядрами віддачі водню (протони віддачі), вуглецю, азоту і кисню. Роль ядер віддачі інших елементів, що входять до складу тканини, незначна. Внесок у поглинену енергію нейтронів ядер віддачі вуглецю, азоту і кисню приблизно однаковий, на частку протонів віддачі припадає 70—80 % усієї поглиненої енергії швидких нейтронів.

Переважна роль водню при взаємодії швидких нейтронів з живою тканиною зумовлена такими факторами: найбільше число ядер тканини складають протони; при взаємодії з ядром водню передається максимальна енергія нейтрона, а перетин розсіювання на ядрах водню більше, ніж на ядрах інших елементів, що входять до складу тканини. Це дозволяє іноді взяти до уваги тільки атоми водню. Ядра віддачі, що виникають при розсіюванні нейтронів, мають порівняно невеликий пробіг, і можна вважати, що вони поглинаються в місці свого виникнення. У цьому випадку поглинена доза D дорівнює кермі K . Можна вивести значення дози вузького пучка нейтронів визначеної енергії на різній глибині біологічного об'єкта. Якщо D_0 —доза на поверхні об'єкта, то доза на глибині x

$$D = D_0 e^{-\lambda x/l}.$$

Розрахунки методом Монте-Карло показують, що для великих об'єктів доза на поверхні для широких нейтронних пучків може в півтора разу перевищувати дозу першого зіткнення.

Частина швидких нейтронів, що попадають у біологічний об'єкт, сповільнюється до теплової швидкості, тому сумарний ефект впливу визначається дозою, обумовленою пружними взаємодіями нейтронів з ядрами тканини, і дозою теплових нейтронів, що з'явилися в результаті уповільнення швидких нейтронів. Відносний внесок дози теплових нейтронів невеликий і зменшується зі збільшенням енергії нейтронів. Так, для нейтронів з енергією 1 МеВ частина загальної дози, що обумовлена тепловими нейтронами, складає 11 %.

Нейтрони проміжних енергій. Типова взаємодія нейтронів цього діапазону енергії - пружне розсіювання. Виникаючі при цьому ядра віддачі, особливо протони, здатні робити іонізацію середовища. Істотне значення мають також реакції захоплення нейтронів, що сповільнилися.

Характерною рисою взаємодії нейтронів проміжних енергій є наявність резонансних піків перерізу розсіювання па ядрах деяких елементів тканини.

6. МЕТОДИ РЕЄСТРАЦІЇ ІОНІЗУЮЧОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ ТА ВИМІРЮВАЛЬНА ТЕХНІКА

6.1 Загальна характеристика методів детектування іонізуючого випромінювання та оновні характеристики детекторів іонізуючого випромінювання:

Основні методи детектування іонізуючого випромінювання:

- іонізаційні;
- сцинтиляційні;
- напівпровідникові;
- калориметричні;
- радіохімічні.

Оновні характеристики детекторів іонізуючого випромінювання:

- енергетична розрізнявальна здатність;
- часова розрізнявальна здатність «мертвий час»;
- чутливість;
- функція відгуку.

Визначення енергетичної розрізнявальної здатності.

Мінімальна різниця в енергіях двох частинок, при якій детектор реєструє їх як дві, а не одну частинку називається енергетичною розрізнявальною здатністю (енергетичний розподіл ΔE). Вона на енергетичній шкалі дорівнює ширині амплітудного піку на його напіввисоті. (ΔE виражається в eВ, а $\frac{\Delta E}{E}$ - у %).

Визначення «мертвого часу». Час, продовж якого лічильник не реагує на частинки, що попадають в нього, називається «мертвим часом» лічильника. Величина, яка зворотна до «мертвого часу», називається розрізнявальною здатністю лічильника.

Розрізнявальна здатність лічильника, визначає максимальне число частинок, що може зареєструвати лічильник за 1 сек.

Імпульси струму, що виникають у результаті іонізації газу в лічильнику Гейгера- Мюлера подаються на ламповий підсилювач і від нього на механічний або електронний пристрій, що рахує імпульси.

Визначення «мертвого часу» лічильника методом двох препаратів.

Якщо «мертвий час» τ відомо, то неважко визначити кількість частинок N , що потрапили у лічильник за 1 сек. Так як реєстрація кожної частинки має «мертвий час», то загальний «мертвий час» буде дорівнювати

$$\Delta t = \tau \cdot N_{\text{вим.}}$$

Реальна кількість частинок визначається з співвідношення:

$$N = N_{\text{вим.}} + N \cdot \Delta t.$$

Звідси:

$$N = \frac{N_{\text{вим.}}}{1 - N_{\text{вим.}} \cdot \tau}$$

Вимірювання роблять в області Гейгера Беруть два радіоактивних препарати. Один з них дає N_1 частинок, а інший N_2 частинок за хвилину.

1. Розміщують препарат №1, а потім N_2 по черзі під лічильник. По черзі знімають показання N_1 та N_2 лічильника за 1 хв. для кожного препарата.

Розміщують одночасно два препарати і знімають показання $N_{1,2}$ лічильника за той же проміжок часу

$$N_{12} = \frac{N_{12\text{вим.}}}{1 - N_{12\text{вим.}} \cdot \tau}.$$

3. Розраховують мертвий час за формулою:

$$\tau = \frac{N_{1\text{вим.}} + N_{2\text{вим.}} - N_{12\text{вим.}}}{2 \cdot N_{1\text{вим.}} \cdot N_{2\text{вим.}}}.$$

Обчислюють розрізнявальну здатність лічильника $\beta = \frac{1}{\tau}$.

Чутливість детектора. Це - відношення кількості зареєстрованих детектором ядерних частинок до загальної кількості частинок, які попали у чуттєвий об'єм детектора. Називається також ефективністю детектора.

Функція відгуку. Кореляційна функція, яка пов'язує між собою істинний і апаратурний спектри іонізуючого випромінювання називається функцією відгуку. Розподіл по енергіях випромінювань від радіонуклідів називається істинним спектром, а розподіл сигналів від детекторів по амплітудах – апаратурним.

Зв'язок між апаратурним і істинним спектрами описується інтегральним рівнянням Фредгольма першого роду:

$$N(V) = \int \Phi(E) \cdot G(E, V) dV,$$

де E – енергія випромінювання, що реєструється, $\Phi(E)$ – функція істинного розподілу випромінювання, $G(E, V)$ – імовірність того, що випромінювання E при влученні частинки в детектор створює сигнал V (функція відгуку).

Вибірковість спектрометра – відношення імовірностей реєстрації досліджуваного і супровідного випромінювань.

6.2 Іонізаційний метод дозиметрії фотонного випромінювання.

Іонізаційний метод заснований на здатності випромінювання іонізувати атоми та молекули речовини детектора. На цьому методі заснована робота камери Вільсона, бульбашкової камери, лічильників

Гейгера-Мюллера та ін.

Для реєстрації ядерних частинок широко застосовуються лічильники Гейгера-Мюллера, який являє собою циліндричний конденсатор, розміщений у скляній трубці, що наповнена газом при тиску порядку 100 мм, рт. ст.. Одним електродом лічильника служить металева нитка, іншим – провідний шар, нанесений на внутрішню поверхню трубки. Оскільки газ у трубці є діелектриком, то при напрузі недостатньої для його пробоя і відсутності радіоактивного випромінювання струму в ланцюзі лічильника немає. Частинка, що виникає в процесі радіоактивного розпаду, попадає в простір між електродами лічильника і викликає іонізацію атомів газу. Електрони, що утворилися, і іони під дією поля спрямовуються на електроди. У ланцюзі лічильника виникає короткочасний імпульс струму.

Максимальне значення струму в імпульсі не завжди пропорційно напрузі на лічильнику, тобто не визначається законом Ома, а залежить від режиму роботи лічильника.

За характером окремих ділянок вольт-амперної характеристики лічильника (рис.6.1) можна визначити різні режими його роботи.

Зона збирання заряду	Зона роботи іонізаційної камери	Зона пропорційності	Зона обмеженої пропорційності	Зона Гейгера	Зона неперервного розряду
----------------------	---------------------------------	---------------------	-------------------------------	--------------	---------------------------

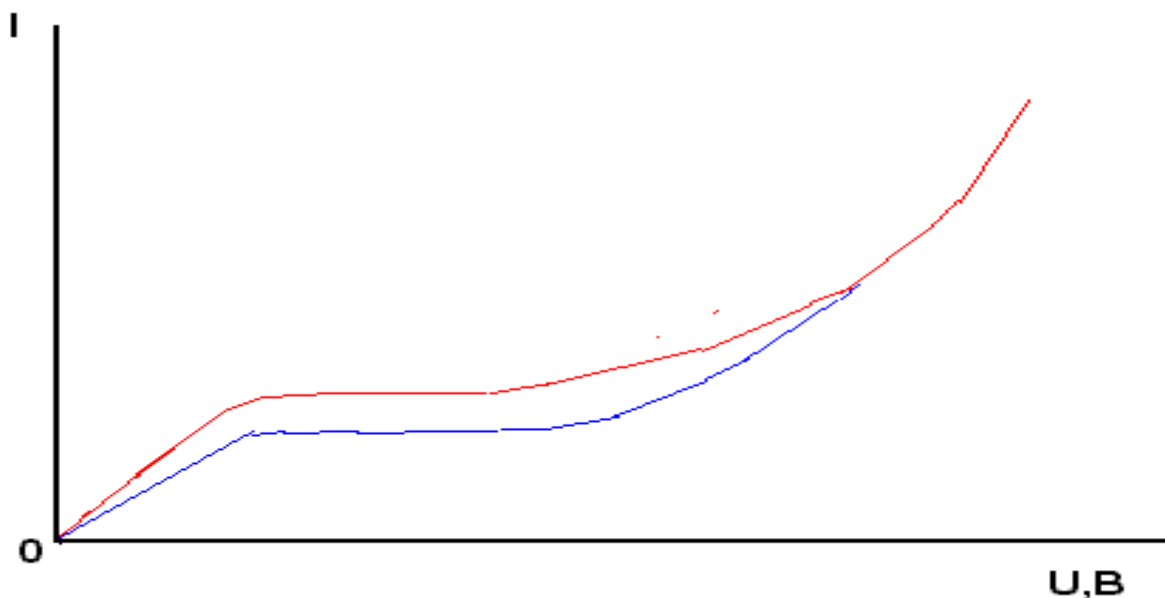


Рис.6.1

1. Зона збирання заряду
2. Зона роботи іонізаційної камери
3. Зона пропорційності
4. Зона обмеженої пропорційності

5. Зона Гейгера.

6. Зона неперервного розряду

Зона Гейгера є найбільш зручною в роботі для визначення кількості частинок іонізуючого випромінювання, що досліджується.

У цій області напруга досягає такого значення, що самостійний розряд починається лише при влученні в молекулу газу частинки іонізуючого випромінювання. Для того, щоб зафіксувати наступну частинку необхідно погасити виниклий розряд, підготувати тим самим лічильник до подальшої роботи. У цій області створюються імпульси однакової величини від будь-якої іонізуючої частинки.

Існує два методи гасіння розряду:

а) не самогаснучі лічильники – у коло лічильника включається опір порядку 10^9 Ом, на якому відбувається спадання напруги, потенціал анода зменшується і лічильник гасне.

б) лічильники, що самогасяться – лічильник заповнюється спеціально підібраними сумішами багатоатомних газів, дія яких приводить до припинення розряду.

Гасіння лічильника здійснюється впродовж деякого часу 10^{-3} - 10^{-4} с. У цей час - «мертвий час» - лічильник не реагує на частинки, що попадають в нього.

Залежність кількості імпульсів від прикладеної напруги при постійної дії джерела радіоактивного випромінювання називається лічильною характеристикою.

6.3 Сцинтиляційний метод дозиметрії фотонного випромінювання.

Випромінювання, взаємодіючи з речовиною сцинтилятора, утворює у ньому електрони, що, поглинаючи в сцинтиляторі, створюють спалахи. Світло від спалахів падає на фотокатод фотоелектронного помножувача (ФЕП). З фотокатода вибиваються фотоелектрони, і посилені електронний струм попадає на анод. Кожному електрону, поглиненому в сцинтиляторі, відповідає імпульс струму в анодному ланцюзі ФЕП, отже, виміру може підлягати як середнє значення анодного струму, так і число імпульсів струму в одиницю часу. Відповідно до цього розрізняють струмовий і лічильний режими сцинтиляційного дозиметра.

Для цілей дозиметрії необхідно установити зв'язок між анодним струмом (струмовий режим) чи швидкістю лічби (лічильний режим) і потужністю дози в зразковій речовині. Як і в іонізаційному дозиметрі, струм у сцинтиляційному дозиметрі відповідає поглиненій енергії випромінювання, а швидкість рахунку — щільності потоку фотонів.

Різний механізм висвітлювання органічних і неорганічних сцинтиляторів визначає розходження їхніх основних характеристик: конверсійної ефективності, залежності конверсійної ефективності від енергії заряджених частинок, спектрального складу і тривалості сцинтиляцій; для дозиметрії також важливий ефективний атомний номер

речовини сцинтилятора.

Конверсійна ефективність визначає ту частину загубленої в сцинтиляторі зарядженою частинкою енергії, що перетворюється в енергію світлових фотонів. Якщо в сцинтиляторі в одиницю часу поглинається енергія електронів ΔE_c і випускаються фотони з загальною енергією E_f , то конверсійна ефективність

$$\eta = E_f / \Delta E_c. \quad (6.3.1)$$

У кожній сцинтиляції виникають фотони, що мають різну енергію. Оптичний спектр сцинтиляції практично не залежить від енергії зарядженої частинки і визначається складом речовини сцинтилятора.

Не усі фотони, що виникають у сцинтиляційному процесі, досягають фотокатода помножувача. Взаємодія світлових фотонів з речовиною сцинтилятора приводить до зменшення їхнього числа і зміни їхньої середньої енергії. Вихід фотоелектронів з фотокатода істотно залежить від спектрального складу світла, тому завжди бажано, щоб спектр сцинтиляційних фотонів відповідав максимуму спектральної чутливості фотокатода. Експериментально отримані значення виходу фотоелектронів на один випущений сцинтилятором світловий фотон 0,025—0,05. Ці значення, що включають утрати світла в сцинтиляторі, отримані при відповідності спектра сцинтиляції чутливості фотокатода.

Конверсійна ефективність у загальному випадку залежить від виду й енергії заряджених частинок і типу сцинтилятора. Істотне значення має не тільки абсолютна величина конверсійної ефективності, але і залежність її від енергії частинок за інших рівних умов. Сталість конверсійної ефективності означає наявність простої пропорційності між енергією, поглиненою в сцинтиляторі, і виходом фотоелектронів. Конверсійна ефективність неорганічних сцинтиляторів при опроміненні електронами може вважатися практично постійною для електронів з енергією вище 1 кеВ. Для органічних сцинтиляторів залежність конверсійної ефективності від енергії заряджених частинок більш сильна, ніж у неорганічних сцинтиляторів; при опроміненні електронами конверсійна ефективність зростає зі збільшенням енергії, прагнучи до постійної величини (для антрацену). Для електронів з енергією вище 100 кеВ конверсійну ефективність органічних сцинтиляторів можна вважати незалежною від енергії частинок. По світловиходу і сталості конверсійної ефективності неорганічні сцинтилятори мають перевагу перед органічними. Однак у дозиметрії важливу роль грає ефективний атомний номер речовини сцинтилятора, і тому переваги залишаються за органічними сцинтиляторами.

6.4 Напівпровідникові дозиметричні детектори.

Застосування напівпровідників як дозиметричних детекторів засновано на їх здатності реєструвати іонізуючі частинки. Напівпровідник як лічильник елементарних частинок виступає як аналог імпульсної іонізаційної камери, але в основі роботи лічильника лежить іонізація атомів твердого тіла. У порівнянні з газовими іонізаційними детекторами напівпровідникові лічильники мають особливості, що визначають їхні переваги і недоліки і можливість використання для дозиметрії.

Результатом іонізації в напівпровіднику є поява вільних електронів у зоні провідності і дірок у валентній зоні. Ширина забороненої зони не перевершує декількох електрон-вольтів, тому й енергія, що необхідна для утворення пари “електрон-дірка”, є величиною того ж порядку. Це одна з особливостей, що відрізняють їх від газових іонізаційних камер, де середня енергія утворення однієї пари іонів складає десятки електрон-вольтів (для повітря 34 еВ). Таким чином, у розрахунку на однакову поглинену енергію в напівпровідниковому детекторі утвориться приблизно на порядок більший носіїв електричних зарядів, чим у чуттєвому об’ємі іонізаційної камери. Густина речовини напівпровідникового детектора на кілька порядків (приблизно 10^3) вище густини газу в звичайній іонізаційній камері, тому і поглинена енергія (у розрахунку на однакову густину потоку випромінювання) у напівпровідниковому детекторі на кілька порядків більше, ніж у газовому. Таким чином, у тому самому полі випромінювання іонізаційний ефект у напівпровідниковому детекторі буде на кілька порядків вище, ніж в іонізаційній камері. Це визначає їхню головну перевагу; висока чутливість при малих розмірах. Інша важлива особливість напівпровідникових детекторів у порівнянні з газовими - висока рухливість носіїв. Наприклад, у кремнії при кімнатній температурі рухливість негативних носіїв (електронів) дорівнює $1300 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$, а позитивних (дірок)— $500 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$. Висока рухливість носіїв зарядів визначає малий час збирання електричних зарядів на електроди і як наслідок велику розрізнявальну здатність детектора при лічильно-імпульсному режимі роботи (мертвий час),

Малий час збирання істотно знижує імовірність рекомбінації позитивних і негативних зарядів. Крім того, велика рухливість носіїв зарядів за інших рівних умов забезпечує більший іонізаційний струм. У розрахунку на однаковий іонізаційний ефект напівпровідниковий детектор вимагає на кілька порядків меншої електричної напруги, ніж газовий. Це ще одна перевага напівпровідників.

Порівняно мала ширина забороненої зони обумовлює появу вільних електричних зарядів у результаті флуктуації енергії теплового руху. Це приводить до того, що порівняно висока «фонова» провідність напівпровідника істотно залежить від температури. Тут ми маємо справу з

однієї з найбільш серйозних труднощів при використанні напівпровідників як дозиметричних детекторів.

Дозиметричні характеристики напівпровідникових детекторів. Переваги напівпровідників повною мірою очевидні, коли вони служать лічильниками і спектрометричними детекторами. Використання напівпровідникових детекторів власне в дозиметрії для виміру експозиційної і поглиненої доз обмежено помітною залежністю дозової чутливості від енергії випромінювання. Незважаючи на аналогію з іонізаційною камерою по механізму дії, у дозиметричному відношенні напівпровідникові детектори, скоріше, схожі на сцинтиляційні детектори. Теоретичний аналіз залежності вимірюваного сигналу від поглиненої енергії не дає простого і надійного способу компенсації енергетичної залежності чутливості. Проте малі габарити, можливість створення практично точкових дозиметрів з малою напругою живлення роблять напівпровідникові детектори незамінними в клінічній дозиметрії і радіобіологічних дослідженнях. Принциповий недолік напівпровідникових дозиметрів — невизначеність у величині чуттєвого об'єму. У вже виготовленому дозиметрі можна вимірити чуттєвий об'єм, однак, по-перше, цей об'єм залежить від умов експлуатації і, по-друге, практично неможливо виготовити дозиметр із точно заданими розмірами чуттєвої області. Це утруднює, принаймні на сьогоднішній день, можливість застосування напівпровідникових дозиметрів як метрологічних установок для абсолютних вимірів дози. .

Щоб бути зареєстрованою, іонізуюча частинка не обов'язково повинна створювати заряди безпосередньо в чуттєвому об'ємі. Додаткові носії зарядів, створені в межах дифузійної довжини від чуттєвого шару, можуть у результаті дифузії потрапити в збіднену зону і створити іонізаційний імпульс. Фактична можливість реєстрації частинок, що не потрапили в чуттєву область, визначається постійною часу системи. Постійну часу вибирають з оптимальних умов стосовно ефекту фону. При опроміненні напівпровідника фотонами вторинні електрони будуть створюватися у всьому об'ємі детектора. При перетинанні ними чуттєвої області виникають електричні імпульси, які можуть бути зареєстровані або з урахуванням, або без урахування їхньої амплітуди. Амплітуда імпульсу пропорційна числу зарядів у чуттєвому шарі.

Наявність фонових носіїв заряду не дозволяє реєструвати частинки, що роблять малу іонізацію. Для поліпшення співвідношення ефект-шум необхідно відітнути імпульси нижче певної величини. Тоді реєструватися будуть всі імпульси вище деякого рівня дискримінації.

Радіаційні ушкодження викликають зміни електричних властивостей напівпровідника, приводячи до росту питомого опору. Необоротні радіаційно-індуцйовані зміни електричної провідності напівпровідникових детекторів самі по собі можуть бути використані для

виміру дози іонізуючого випромінювання

6.5 Радіофотолюмінесцентні дозиметри. Два види люмінесценції одержали визнання в дозиметрії: радіофотолюмінесценція і радіотермолюмінесценція. У якості радіофотолюмінесцентних детекторів практичне значення для дозиметрії мають тільки неорганічні матеріали, активовані сріблом. Однак застосування неорганічних кристалів зв'язано зі труднощами, що виникають при їхньому виготовленні. У СРСР був запропонований радіофотолюмінесцентний дозиметр на основі хлористого натрію $\text{NaCl}(\text{Ag})$, активованого сріблом. Найбільше поширення одержали, однак, метафосфатні скла. Їх склад визначає основні дозиметричні якості: ефективний атомний номер, фонову люмінесценцію, відносну чутливість, енергетичну залежність.

Перелік навчальної літератури

Основна література

1. Голубев Б.П. Дозиметрия и защита от ионизирующих излучений. М. Атомиздат, 1986 г.
2. Иванов В.И. Курс дозиметрии. М. Атомиздат, 1988 г.
3. Шаров Ю.Н., Шубин Н.В. Дозиметрия и радиационная безопасность. М. Энергоатомиздат, 1991 г.
4. Иванов В.И., Климанов В.А., Машкович В.П. Сборник задач по дозиметрии и защите от ионизирующих излучений. М. Энергоатомиздат, 1991г.
5. Герасимов О.І, Кільян А.М. Елементи фізики довкілля: Радіоекологія. Одеса, ОДЕКУ, 2003.

Додаткова література

1. Брюнин С.П. Физические основы дозиметрии. М. Атомиздат, 1984 г.
2. Защита от ионизирующих излучений. Под ред., Гусева А.Н. Т.1,2. Энергоатомиздат, 1989г.
3. Моисеев А.В. Таблицы перевода единиц основных дозиметрических величин. Энергоатомиздат, 1986 г.
1. Норми радіаційної безпеки НРБУ-97.