

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
Одеський державний екологічний університет

Герасимов О.І., Кільян А.М.

ЕЛЕМЕНТИ ФІЗИКИ ДОВКІЛЛЯ:
РАДІОЕКОЛОГІЯ
(конспект лекцій)

Затверджено вченою радою Одеського державного екологічного університету як конспект лекцій для студентів гідрометеорологічного і екологічного напрямків навчання

Одеса-2003

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
Одеський державний екологічний університет

Герасимов О.І. , Кільян А.М.

ЕЛЕМЕНТИ ФІЗИКИ ДОВКІЛЛЯ:
РАДІОЕКОЛОГІЯ
(конспект лекцій)

Одеса-2003

УДК 539.1:074:504

Герасимов О.І., Кільян А.М.

Елементи фізики довкілля: Радіоекологія (конспект лекцій).
- Одеса: ОДЕКУ, 2003. - 134 с.

Майже кожне явище, що відбувається навколо нас у довкіллі є або пов'язане із складними фізичними процесами.

Природні та штучні джерела радіації є невід'ємними елементами довкілля. У конспекті лекцій висвітлюються теоретичні основи виникнення радіації і її взаємодії з речовиною та розглянуті основні ефекти, які при цьому виникають. Поряд з цим, надані основи дозиметрії з посиланням на вимогу чинних державних норм ДР-97 і НРБУ-97. Окремий розділ присвячено фізичним моделям, які описують розповсюдження радіонуклідів у навколишньому середовищі; проаналізовані найбільш поширені моделі, а також надані їх розв'язки. Додаток містить контрольні завдання, призначені для самостійної роботи студентів екологічного напрямку навчання.

Конспект лекцій розрахований на студентів очного та заочного напрямків навчання спеціальності екологія та радіоекологія та фахівців – екологів.

Друкується за рішенням Вченої ради Одеського державного екологічного університету

© ОДЕКУ, 2003

ВСТУП

Вплив іонізуючої радіації на людину та довкілля цікавив світову науку з моменту відкриття та з перших кроків застосування радіоактивного випромінювання. Світове суспільство проявляє серйозну стурбованість з приводу впливу іонізуючих випромінювань на людину та навколишнє середовище з початку 50-х років. Це не випадково, так як само у цей час винахідники зіткнулися з масштабними негативними ефектами від радіації. Справа не тільки у тому, що у всіх в пам'яті були ще свіжі страхіння бомбардування Хіросими та Нагасаки, але й тому, що внаслідок випробувань ядерної зброї у повітрі, радіоактивний матеріал штучного походження почав розповсюджуватися по усій земній кулі. Про вплив радіоактивних опадів на людину та навколишнє середовище було відомо в той час дуже мало, висловлювались лише чисельні гіпотези.

Випробування ядерної зброї, використання радіоактивних матеріалів у різних сферах промислової діяльності, медицині, а також транспортування, збереження та схов радіоактивних відходів - безперечно є актуальними проблемами для всього людства на сьогоднішній день. Серед питань, які створюють науковий інтерес, небагато таких що притягують до себе настільки постійну увагу громадськості та викликають так багато сперечань, як питання про дію радіації на людину та довкілля. При великих дозах радіація викликає серйозні поразки тканин, а при малих може визвати рак та індициувати генетичні дефекти, які, можливо, виявляться у наступних поколіннях.

Інтенсивність та напрямок процесів міграції радіонуклідів у довкіллі визначається сукупністю навколишніх умов, до яких вони потрапляють: геоморфологічною спорудою місцевості, типом рослинності, фізико-хімічними властивостями ґрунту та їх генетичною будовою, гідрологічними та кліматичними умовами, а також властивостями самих радіонуклідів, формами їх надходження та знаходження у ґрунті, повітрі, гідросфері.

У наслідок взаємодії випромінювання з речовиною, зазвичай відбувається іонізація тканин, хоч механізм впливу радіації на тканини людини ще недостатньо вивчено, вважається, що ця іонізація супроводжується особливими хімічними процесами у тканинних клітинах. Чутливість різних типів клітин дуже варіює, і якщо доза випромінювання мала, то пошкоджена тканина може відновлювати свої функції, причому нормальне відновлення полягає у заміні пошкоджених клітин новими.

Загальний ефект опромінення суттєво залежить від того, чи отримана разова велика доза, чи серія менших доз, а також, - чи

опромінюється увесь організм цілком, або частина його. Опромінення великою дозою всього тіла викликає серйозне захворювання, а, якщо доза особливо велика, - смерть. Доза, яка діє на невелику ділянку тіла, може визвати лише почервоніння шкіри, можливу виразку і випадіння волосся. Така ж сумарна доза на усе тіло, але розподілена більш чи менш рівномірно протягом усього життя не викликає помітного ефекту. Проте, дуже великі локальні дози, наприклад при опроміненні рук пучком рентгенівських промінів під час роботи з рентгенівською трубкою, можуть бути причиною радіаційних опіків, які повільно загоюються та викликають тривалі виразки. З іншого боку, хронічне переопромінення усього організму чи деяких частин його, навіть на порівняно низькому рівні, дає віддалені ефекти, такі як рак чи катаракта очей.

Крім того, воно викликає ще й генетичний ефект внаслідок зміни відтворення клітин, що може вплинути на нащадків опроміненої людини. Такі зміни постійно зустрічаються у природі, причому деякі з них корисні, другі - шкідливі. Корисні мають тенденцію до збереження у наступних поколіннях та, проявляючись лише у частини населення не виявляються, якщо не лічити тривалого пристосування цих груп осіб до їх оточення. Шкідливі ж зміни, звичайно, не передаються за спадком у зв'язку ранньої смерті чи неспроможності до відтворення. Однак, повторювання такого роду мутацій призводить до рівноважного рівня осіб з цими ж ознаками хвороби серед населення. Опромінення статевих органів підвищує імовірність мутацій, але при помірних дозах ця імовірність настільки мала, що непомітна, доки розглядаються окремі індивідууми. Однак, імовірність цих мутацій зростає пропорційно населенню, і навіть дуже слабка середня доза того ж порядку, що і природний фон, може викликати значне збільшення кількості вражених осіб. Слід відмітити, що існує середня доза опромінення населення, яка впливає на вказаний рівень дефективних випадків, що пояснює непокоєння генетиків, як у зв'язку з широко розповсюдженим опроміненням невеликими дозами, так і у зв'язку з різким збільшенням числа осіб, які отримують середні дози опромінення.

Але для основної маси населення найбільш небезпечні джерела радіації – не ті, про які більш всього говорять, тобто – штучні. Найбільшу дозу людина отримує від природних джерел радіації. Радіація, пов'язана з розвитком атомної енергетики, складає лише малу частину радіації, що обумовлена діяльністю людини; значно більші дози ми отримуємо від інших форм цієї діяльності, наприклад від застосування рентгенівських променів у медицині. Крім того, такі форми повсякденної діяльності, як спалювання вугілля та використання повітряного транспорту, особливо ж постійне перебування у добре герметизованих приміщеннях, можуть привести до значного збільшення

рівня опромінення за рахунок природної радіації. Найбільші резерви зменшення радіаційного опромінення населення криються саме у таких “безпечних” формах діяльності людини.

Подібно іншим видам промислової діяльності, використання ядерної енергії супроводжується виникненням шкідливих факторів, потенційно небезпечних для людини та навколишнього середовища. Розвиток ядерної енергетики приніс для людства і нову турботу – турботу про запобігання забруднення навколишнього середовища радіоактивними продуктами поділу урану та плутонію.

Одним з шляхів оцінки радіаційних умов є розробка на основі аварійних меж доз, похідних рівній втручання або дії, перевищення яких призводить до опромінення населення вище рівня доз, які були встановлені у якості критерію прийняття рішень. У якості таких можуть бути використані часові інтервали об’ємної активності у повітрі, воді водойм, поверхневе забруднення ґрунту, інтеграл концентрації або пікової концентрації радіоактивності у молоці, питома активність трави пасовища та косовиць та т. і. Кожний такий похідний рівень, звичайно, характеризує свій шлях опромінення і встановлюється для кожного радіонукліда окремо. Головним документом, регламентуючим допустимі рівні радіоактивного забруднення, а також рівні втручання у випадку аварії на радіоактивних об’єктах є *норми радіаційної безпеки України (НРБУ-97)*. НРБУ-97 включає систему принципів, критеріїв, нормативів і правил, виконання яких являється обов’язковою нормою у політиці держави по забезпеченню протирадіаційного захисту людини та радіаційної безпеки. НРБУ-97 розроблені відповідно до головних положень Конституції і Законів України «Про забезпечення санітарного та епідеміологічного добробуту населення», «Про використання ядерної енергії та радіаційної безпеки», «Про поводження з радіоактивними відходами». При розробці НРБУ-97 були взяті до уваги:

- рекомендації Міжнародної комісії по радіаційному захисту (МКРЗ), видані у 1989-1996 р.р.;
- Міжнародні основні норми безпеки для захисту від іонізуючого випромінювання і безпеки джерел випромінювання (МАГАТЕ, 1994, 1996, 1997, Серія «Безпека» № 115) та інші публікації МАГАТЕ серії «Безпека»;
- Позитивний досвід застосування «Норм радіаційної безпеки (НРБ-76/87)»;
- Окремі положення Норм радіаційної безпеки Російської Федерації (НРБ-96);
- Нормативно-технічний документ «Критерії для прийняття рішення про методи захисту населення у випадку аварії ядерного реактору» (1991);

- Важливіші наукові розробки вітчизняних та закордонних дослідників у галузі протирадіаційного захисту і радіаційної безпеки, а також у суміжних галузях.

У порівнянні з попередніми НРБ-76/87, які діяли у нашій країні до 1998 р., в цьому документі запроваджені такі сучасні концептуальні положення:

- концепція ефективної дози;
- нова система обґрунтування допустимих рівнів з використанням дозиметричних моделей з віково-залежними параметрами:
- дві групи категорій опромінених осіб (персонал і населення);
- система чотирьох груп радіаційно-гігієнічних нормативів:
- норми, які торкаються обмеження опромінення при нормальній практичній діяльності;
- нормування аварійного опромінення населення;
- нормування опромінення від техногенно-посилених джерел природного походження;
- основи обмеження медичного опромінення.

НРБУ-97 є одним з головних документів, регламентуючих роботу екологів і радіоекологів, так як містить основні положення та допустимі норми радіаційної безпеки, містить великий довідний матеріал, уніфікує позначення, дає вичерпний перелік можливих аварійних ситуацій та обґрунтованих контрзаходів.

ГЛАВА I

ДЖЕРЕЛА РАДІОАКТИВНОГО ЗАБРУДНЕННЯ.

§1.1. Радіоактивність.

Дослід ядер і внутрішньоядерних процесів призвело до відкриття й практичного використання ядерної енергії. Згідно з сучасним уявленням, у склад усіх атомних ядер входять лише два види елементарних часток – позитивно заряджені протони, заряд яких чисельно дорівнює заряду електрона, та нейтральні нейтрони. Заряд ядра дорівнює Ze , де Z – атомний номер, який визначає чисельність протонів ядра.

Протони і нейтрони називаються нуклонами. Число нуклонів у атомному ядрі називають масовим числом $A=Z+N$, де N – число нейтронів які входять до складу ядра.

Таким чином, за масовим числом і атомним номером елементу можна безпосередньо визначити число протонів та нейтронів, які містяться у атомному ядрі цього елементу.

Атомні ядра хімічних елементів прийнято позначати X_Z^A .

Тут X – символ елементу, A – масове число, Z – атомний номер.

Наприклад, He_2^4 означає атомне ядро гелію: $Z = 2$, $A = 4$.

Більшість хімічних елементів має декілька різновидів (ізопів).

Ізотопи – різновиди хімічних елементів з однаковим числом протонів, але різним числом нейтронів (отож, відрізняючись значенням масового числа A), - займають одне місце у періодичній системі елементів.

Ядра можуть бути стабільними та нестійкими. Спонтанне перетворення нестійких ізопів одного хімічного елемента у ізоп другого, яке супроводжується емісією елементарних часток чи ядер, називається *радіоактивністю*. Радіоактивність, яка спостерігається у існуючих в природних умовах ізопів, називається природною, радіоактивність ізопів, отриманих за допомогою різних ядерних реакцій – штучною.

Радіоактивність являє собою внутріядерний процес. Число dN атомів, які розпадають за час dt , пропорційне числу N - атомів, які ще не розпалися:

$$dN = -\lambda N dt, \quad (1.1.)$$

де λ - стала розпаду. Вона має визначене значення для кожного радіоактивного ізотопу та забезпечує імовірність того, що атом радіоактивної речовини випробує перетворення в одиницю часу.

Інтегрування (1.1.) дає закон радіоактивного розпаду:

$$N = N_0 e^{-\lambda t}, \quad (1.2.)$$

де N_0 , N - число атомів відповідно у початковий момент часу $t = 0$ та на моменту часу t .

Якщо число атомів, що розпадаються в одиницю часу, замінити поняттям активність радіоактивного джерела A , то закон радіоактивного розпаду буде мати вигляд:

$$A = A_0 e^{-\lambda t} \quad (1.3.)$$

де A - активність на момент визначення, A_0 - активність у початковий момент часу.

Радіоактивні елементи (будемо називати їх радіонуклідами) поряд з сталою розпаду λ характеризуються періодом напіврозпаду $T_{1/2}$ - час, за який розпадається половина ядер даного радіонукліду:

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda}. \quad (1.4.)$$

Це означає, що за два напівперіода залишається чверть радіоактивних ядер, за три - одна восьма та т. і. Період напіврозпаду неоднаковий для різних ізотопів – від долі секунди до мільярдів років. Чим менший період напіврозпаду, тим активніше цей процес. З часом активність радіонукліду зменшується також, як зменшується кількість радіоактивних ядер - за один напівперіод у двоє, за два – у чотири рази та т.і.

Слід сказати, що кількість розпадів за деякий відрізок часу - величина випадкова. Це означає, що результати вимірювань кількості розпадів за деякий час однієї й тієї ж множини радіоактивних ядер (деякої проби) не будуть тотожними. Вони відрізняються один від одного на деяку величину, яка в середньому дорівнює кореню квадратному з кількості розпадів, а відносне відхилення виміру величин буде зменшуватися з зростанням кількості розпадів.

Цікаво, що радіоактивний розпад не залежить від впливу зовнішніх факторів (температури, тиску та інших). Експериментально перевірено вченими – співвідношення радіонуклідів у ланцюжках розпадів природних радіоактивних елементів – стала величина для різноманітніших природних умов.

З урахуванням вищевикладеного, закон радіоактивного розпаду можна записати у вигляді:

$$A = A_0 e^{-0,693t/T_{1/2}}, \quad (1.5.)$$

де t – час минулий від початкового моменту до моменту вимірювання, $T_{1/2}$ – період напіврозпаду.

Знаючи його масу, з наступного співвідношення

$$A = \frac{0,693m N_A}{T_{1/2} A}, \quad (1.6.)$$

де m – маса радіонукліда у грамах, A – атомна маса, $N_A = 6,022 \cdot 10^{23}$ - число Авогадро, $T_{1/2}$ – період напіврозпаду.

В свою чергу, масу радіонукліда можна визначити знаючи його активність.

$$m = \frac{AT_{1/2} A}{0,693 N_A} \quad (1.7.)$$

Одиницею виміру активності у системі СІ є - бекерель (Бк), наряду з ним часто використовується одиниця активності Кюрі (Ки). Кюрі – це активність препарату у якому відбуваються 37 мільярдів розпадів за секунду, таким чином $1\text{Бк} = 2,7 \cdot 10^{-11} \text{Ки}$.

Важливою характеристикою радіоактивного випромінювання є його енергія, яка, зокрема, визначає проникаючу здібність.

§1.2. Природні джерела радіоактивного забруднення.

Головну частину опромінення населення земної кулі, як вже відзначалося, отримує від природних джерел радіації. Більшість з них такі, що уникнути опромінення від них зовсім неможливо. На протязі всієї історії існування Землі різні види випромінювання потрапляють на

поверхню Землі з космосу та надходять з радіоактивних речовин, які знаходяться у земній корі. Людина підлягає опроміненню двома шляхами. Радіоактивні речовини можуть знаходитися поза організмом та опромінювати його ззовні, - у цьому випадку говорять про зовнішнє опромінення; або ж вони можуть опинитися у повітрі, яким дихає людина, у їжі або у воді та потрапити у середину організму - такий шлях опромінення називають внутрішнім.

Опроміненню природними джерелами радіації підлягається будь-який мешканець Землі, однак решта з них отримують більші дози, чим інші. Це залежить, зокрема, від того, де вони живуть. Рівень радіації у деяких місцях земної кулі, там, де є родовища радіоактивних елементів, значно вище середнього, а у других місцях – відповідно нижче. Доза опромінення залежить також від способу життя людей. Застосування деяких будівельних матеріалів, використання газу для приготування їжі, відкритих вугільних жаровень, герметизація приміщень та навіть польотів на лайнерах – усе це збільшує рівень опромінення за рахунок природних джерел радіації.

Земні джерела радіації є причиною великої частини опромінення, яку отримує людина за рахунок природної радіації. У середньому вони забезпечують більш 5/6 річної ефективної еквівалентної дози, яку отримує все населення, в основному внаслідок внутрішнього опромінення. Решту вносять космічні промені, головним чином шляхом зовнішнього опромінення.

Космічне випромінювання. Радіаційний фон, який створюється космічними променями, дає трохи менше половини зовнішнього опромінення, яке отримує населення від природних джерел радіації. Космічні промені у головному надходять до нас з глибин Всесвіту, але деяка їх частина народжується на Сонці у час сонячних спалахів. Космічні промені можуть досягати поверхні Землі чи взаємодіяти з її атмосферою, породжуючи другорядне випромінювання та призводячи до утворення різних радіонуклідів.

Немає такого місця на Землі, куди б не падав цей невидимий космічний душ. Але одні ділянки земної поверхні більш підпадають під його дію, ніж інші. Північний та Південний полюси отримують більше радіації, ніж екваторіальні пояси, з-за наявності у Землі магнітного поля, відхиляючого заряджені частинки (з яких у головному і складаються космічні промені). Суттєво, однак, те, що рівень опромінення зростає з висотою, оскільки при цьому над нами залишається усе менше повітря, яке грає роль захисного екрану.

Люди, які живуть на рівні моря, отримують у середньому з-за космічних променів ефективну еквівалентну дозу приблизно 300 мікрозівертів на рік; для людей, які живуть вище 2000 м над рівнем

моря, ця величина в декілька разів більша. Ще більш інтенсивному, хоча і відносно нетривалому опроміненню, підлягають екіпажі та пасажир літаків. При піднятті з висоти 4000 м (максимальна висота, на якій розташовані людські поселення: села шерпів на схилах Евересту) до 12000 м (максимальна висота польоту трансконтинентальних авіалайнерів) рівень опромінення за рахунок космічних променів зростає приблизно у 25 разів та продовжує зростати при подальшому збільшенні висоти до 20000 м (максимальна висота польоту надзвукових реактивних літаків) та вище.

При перельоті з Нью-Йорку до Парижу пасажир звичайного турбореактивного літака отримує дозу приблизно 50 мкЗв, а пасажир надзвукового літака на 20% менше, хоч підлягає більш інтенсивному опроміненню. Це пояснюється тим, що у другому випадку переліт займає значно менше часу. Всього за рахунок використання повітряного транспорту людство отримує на рік колективну ефективну еквівалентну дозу приблизно 2000 люд.-Зв.

Земна радіація. Основні радіоактивні ізотопи, які зустрічаються у гірських породах Землі, це калій-40, рубідій-87 і члени двох радіоактивних родин, які беруть початок відповідно від урану-238 і торію-232-довгоживучих ізотопів, які входять до складу Землі від самого її народження.

Зрозуміло, рівні земної радіації неоднакові для різних місць земної кулі і залежать від концентрації радіонуклідів у тій чи іншій ділянці земної кори. У містах проживання основної маси населення вони приблизно одного порядку. Так, згідно дослідам, які проводилися у Франції, ФРН, Італії, Японії і США, приблизно 95% населення цих країн живуть у місцях, де потужність дози опромінення у середньому складає від 0,3-0,6 мілізіверта (тисячних зіверта) на рік. Але деякі групи населення отримують значно більші дози опромінення: приблизно 3% отримує у середньому один мілізіверт на рік, приблизно 1,5% - більш 1,4 мілізіверта на рік. Є, однак, такі місця, де рівні земної радіації набагато вищі.

Техногенно-поширені джерела іонізуючого випромінювання – це джерела іонізуючого випромінювання природного походження, які у результаті виробничо-господарської діяльності людини були підлеглі концентрації або стали більш доступними, внаслідок чого виникло додаткове, окрім природного радіаційного фону, опромінення. Так, наприклад, вугілля, подібно більшості других природних матеріалів, містить незначну кількість первинних радіонуклідів. Останні, здобуті разом з вугіллям з надр землі, після спалювання вугілля потрапляють у навколишню середу, де можуть служити джерелом опромінення людей.

Хоч концентрація радіонуклідів у різних вугільних пластах

відрізняється у сотні разів, в основному вугілля містить менш радіонуклідів, ніж земна кора у середньому. Але при спалюванні вугілля велика частина його мінеральних компонентів запікається у шлак чи попіл, куди у головному і потрапляють радіоактивні речовини. Більша частина попелу та шлаків залишається на дні топки електросилової станції. Однак, більш легкий попиляний порошок виноситься тягою у трубу електростанції. Кількість цього попелу залежить від відношення до проблем забруднення навколишнього середовища та від засобів, які вкладаються до будівлі очищувальних приладів.

У деяких країнах більш треті попиляного порошку використовується у господарстві, у головному в якості додатку до цементу та бетону. Іноді бетон на 4/5 складається з попиляного порошку. Він використовується також при будівлі шляхів та для поліпшення структури ґрунтів у сільському господарстві. Усі ці застосування можуть призвести до збільшення радіаційного опромінення, але відомості по цим питанням друкуються дуже мало.

Видобування фосфатів ведеться у багатьох місцях земної кулі; вони використовуються, головним чином, для виробництва добрив, яких у 1977 року в усьому світі було отримано приблизно 30 млн.т. Більшість фосфатних родовищ, що розробляються на сьогоднішній час, містить уран, присутній там у доволі високій концентрації. У процесі видобування та переробки руди виділяється радон, та і самі радіоактивні добрива, і радіоізотопи які містяться у них, проникають з ґрунту в харчові культури. Радіоактивні забруднення, у цьому випадку, бувають звичайно незначними, але зростають, якщо добрива вносять у землю в рідкому стані, або кормовими добавками, які містять фосфати, годують худобу. Такі кормові добавки можуть призвести до значного збільшення змісту радіоактивності у молоці.

Внутрішнє опромінення. У середньому приблизно 2/3 ефективної еквівалентної дози опромінення, яку людина одержує від природних джерел радіації, потрапляє від радіоактивних речовин, які потрапляють до організму з їжею, водою та повітрям.

Зовсім невелика частина цієї дози припадає на радіоактивні ізотопи типу вуглецю-14 і тритію, які утворюються під впливом космічної радіації. Усе інше потрапляє від джерел земного походження. У середньому людина одержує приблизно 180 мікросівертів на рік за рахунок калію-40, який засвоюється організмом разом з нерадіоактивними ізотопами калію, необхідними для життєдіяльності організму. Однак, значно велику дозу внутрішнього опромінення людина отримує від нуклідів радіоактивного ряду урану-238 і у меншій ступені від радіонуклідів ряду торію-232.

Деякі з них, наприклад, нукліди, свинця-210 і полонію-210,

потрапляють до організму з їжею. Вони концентруються у рибі та молюсках, тому люди, які споживають багато риби та інших дарів моря, можуть отримати відносно великі дози опромінення від забрудненої їжі.

Десятки тисяч людей на Крайній Півночі харчуються, головним чином, м'ясом північного оленя (карибу), в якому обидва згаданих вище ізотопи присутні в доволі високій концентрації. Особливо великий зміст полонію-210. Ці ізотопи потрапляють до організму оленів взимку, коли вони харчуються лишайниками, в яких накопичуються обидва ізотопу. Дози внутрішнього опромінення людини від полонію-210 у цих випадках можуть у 35 разів перевищувати середній рівень. А у другій півкулі, люди, які мешкають у Західній Австралії, у місцях з перевищеною концентрацією урану, отримують дози опромінення, які у 75 разів перевищують середній рівень, оскільки їдять м'ясо та потрохи овець і кенгуру.

Перед тим, як потрапити до організму людини, радіоактивні речовини, як в випадках, що розглядалися вище, проходять по складним маршрутам в навколишньому середовищі, і це треба враховувати при оцінці доз опромінення, отриманих від будь-якого джерела.

Однак, найбільш вагомим з усіх природних джерел радіації є невидимий, який не має смаку та запаху, важкий газ (у 7,5 разів важче повітря) радон. Згідно поточній оцінці НКДАР ООН, радон, разом зі своїми дочірніми продуктами радіоактивного розпаду, відповідає приблизно за 3/4 річної індивідуальної ефективної еквівалентної дози опромінення, яке отримує населення від земних джерел радіації, і приблизно за половину цієї дози від усіх природних джерел радіації. Більшу частину цієї дози людина отримує від радіонуклідів, які потрапляють до її організму разом з повітрям при диханні, особливо у приміщеннях, що не провітрюються.

В природі радон зустрічається, головним чином, у двох формах: радон-222, член радіоактивного ряду, який утворюється продуктами розпаду урану-238 та радону-220 (торон), члена радіоактивного ряду торію-232. Радон виділяється з земної кори повсюди, але його концентрація у зовнішньому повітрі суттєво відрізняється для різних точок земної кулі. Як не парадоксально це може здатися на перший погляд, але головну частину дози опромінення від радону людина отримує, знаходячись у закритому приміщенні, яке не провітрюється.

§1.3. Штучні джерела радіоактивного забруднення.

За останні декілька десятиліть людина створила декілька сотень неприродних радіонуклідів та навчилася використовувати енергію атома

у самих різних цілях: у медицині і для створення атомної зброї, для виробництва енергії та виявлення пожег, для виготовлення люмінесцентних циферблатів годинників та при здійсненні пошуку корисних копалин. Усе це призводить до зростання дози опромінення окремих людей, так і населення Землі у цілому.

Індивідуальні дози, які отримуються різними людьми від неприродних джерел радіації, дуже відрізняються. У більшості випадків ці дози вельми невеликі, але іноді опромінення за рахунок техногенних джерел виявляється у багато тисяч разів інтенсивніше ніж за рахунок природних.

Як правило, для техногенних джерел радіації згадана варіабельність виявлена набагато сильніше, ніж для природних. Крім того, випромінювання, що ними народжується, звичайно легше контролювати, хоч опромінення пов'язане з радіоактивними опадами від ядерних вибухів, майже також неможливо контролювати, як і опромінення, обумовлене космічними променями або земними джерелами.

Джерела, які використовуються у медицині. У теперішній час головний внесок у дозу, яка отримується людиною від техногенних джерел радіації, вносять медичні процедури та методи лікування, пов'язані з застосуванням радіоактивності. У багатьох країнах це джерело відповідно практично за уся дозу яку отримують від техногенних джерел радіації.

Радіація використовується у медицині як у діагностичних цілях, так і для лікування. Одним з самих розповсюджених медичних приладів є рентгенівський апарат. Отримують все більш широке розповсюдження і нові складні діагностичні методи, які спираються на використання радіоізотів.

Як не парадоксально, але одним з головних засобів боротьби з раком є променева терапія.

Зрозуміло, що індивідуальні дози, які отримують різні люди дуже варіюють від нуля (у тих, хто ні разу не проходив навіть рентгенологічного обстеження) до багатьох тисяч середньорічних «природних» доз (у пацієнтів, які лікуються від раку).

Найбільш розповсюдженим видом випромінювання, який застосовують у діагностичних цілях, є рентгенівські промені. Згідно даним з розвинутих країн, на кожну 1000 мешканців припадає від 300 до 900 обстежень на рік і це не урахуовуючи рентгенологічні обстеження зубів та масової флюорографії.

Відомо також, що іноді опроміненню підлягаються удвоє більша площа поверхні тіла, ніж це необхідно. Встановлено, що надлишкове радіаційне опромінення часто буває обумовлене незадовільним станом

або експлуатацією обладнання.

З часу відкриття рентгенівських променів самим значним досягненням у розробці методів рентгенодіагностики стала комп'ютерна томографія. Цей метод знаходить все більш широке застосування. У Швеції за період з 1982 по 1994 рік число обстежень за допомогою цього методу зросло у сотні разів. Його застосування при обстеженнях нирок дозволило зменшити дози опромінення шкіри у 5 разів, яєчників - у 25 разів, сім'яників – у 50 разів у зрівнянні з звичайними методами.

Ядерні вибухи. В останні десятиліття кожний з нас отримує опроміненню від радіоактивних опадів, які утворилися у результаті ядерних вибухів. Мова йде не про ті радіоактивні опади, які випали після бомбардування Хіросіми і Нагасати у 1945 році, а від опадів, пов'язаних з випробовуванням ядерної зброї у атмосфері.

Максимум цих випробовувань припадає на два періоди: перший – на 1954-1958 роки, коли вибухи проводили Великобританія, США та СРСР та другий, більш значний, – на 1961-1962 роки, коли їх проводили у головному Сполучені Штати та Радянський Союз. Під час першого періоду більшу частину випробовувань провели США, під час другого – СРСР.

Ці країни у 1963 році підписали договір про обмеження випробовувань ядерної зброї, який зобов'язував не випробовувати її у атмосфері, під водою та у космосі. С тих пір лише Франція та Китай провели серію ядерних вибухів у атмосфері, причому потужність вибухів була суттєво меншою, а самі випробовування проводилися рідше (останні з них – у 1980 році). Підземні випробовування проводяться до цих пір, але вони звичайно не супроводжуються утворенням радіоактивних опадів. Частина радіоактивного матеріалу випадає неподалік від місця випробовування. Деяка частина затримується у тропосфері (у самому нижньому шарі атмосфери), розсіюється повітрям та пересувається на великі відстані, залишаючись приблизно на той самій широті. Знаходячись у повітрі у середньому приблизно місяць, радіоактивні речовини під час цих пересувань поступово випадають на землю. Однак велика частина радіоактивного матеріалу викидається у стратосферу (наступний шар атмосфери, який знаходиться на висоті 10 – 50 км), де він залишається багато місяців, повільно опускаючись та розсіюючись по поверхні земної кулі.

Радіоактивні опади містять декілька сотень різноманітних радіонуклідів, однак більшість з них має мізерну концентрацію або швидко розпадається; головний внесок у опромінення людини дає лише невелике число.

У теперішній час діє мораторій на іспит ядерної зброї, але його не ратифікували такі країни, як Франція, Індія, Пакистан та ін.

Атомна енергетика. Джерелом опромінення, навколо якого ведуться найбільш інтенсивні сперечання, є атомні електростанції. У СРСР на атомних електростанціях в головному застосовуються серійні гетерогенні реактори, у яких теплоносієм є вода, а вповільнювачем – вода або графіт, - водо-водяні реактори ВВЕР-440 і ВВЕР-1000 з потужністю одиничного енергоблоку 440 та 1000 МВт (ел.) та водографітові каналні реактори РБМК-1000 потужністю 1000 МВт (ел.). Крім того, використовуються реактори на швидких нейтронах БН-600, а також АМБ-200, ЕПГ-6 та ін.

У період експлуатації АЕС у процесі роботи реактору у ядерному палеві з часом накопичується велика кількість радіоактивних продуктів поділу, яка представляє потенціальну загрозу для персоналу АЕС, мешканців прилеглих населених пунктів та навколишнього середовища. Наприклад, сумарна активність продуктів поділу урану-235 на кінець 3-річної роботи реактору потужністю 1ГВт (тепл.) складає $4,4 \cdot 10^9$ Кі. Ця активність повинна утримуватись у внутрі тепловиділяючих елементів (твелів). Регламентом допускається експлуатація реакторів типу ВВЕР при 1%-ній газовій негерметичності оболонок твелів або при 0,1% від числа твелів з частковою негерметичністю, коли можливий прямий контакт осердя твела з теплоносієм. Для реакторів типу РБМК ці коефіцієнти на порядок менші.

Очевидно, що у цих випадках частина продуктів може потрапляти у теплоносії. При цьому концентрація радіоактивних продуктів у теплоносії не повинна досягати контрольного рівня 0,1 Кі/л. Цьому рівню для реактора типу ВВЕР-1000 відповідає сумарна активність теплоносія у реакторі приблизно $3 \cdot 10^4$ Кі.

При експлуатації АЕС у нормальному режимі забезпечена локалізація головної кількості радіоактивних продуктів у реакторній установці і у системах спецводоочистки і спецгазоочистки. Зокрема, передбачена висока герметичність парогенератора і трубопроводів першого контуру реактора, внаслідок цього радіоактивні продукти локалізуються у внутрі нього та концентруються у іонообмінних фільтрах при переробці теплоносія. Далі пульпу, яка містить високоактивну іонообмінну смолу, скидають у сховище високоактивних рідких відходів, витримується там протягом визначеного часу для розпаду короткоживучих ізотопів, переводиться у твердий стан та потрапляє на поховання у сховища твердих відходів (могильників).

Газоаерозольні викиди перед надходженням у атмосферу очищують від парів води та водню, на спеціальних фільтрах – від радіоактивних аерозолів і на вугільних фільтрах – від ізотопів йоду.

Прилади систем віддалення очистки відходів можуть варіюватися для різних АЕС.

У результаті нейтронної активації, крім продуктів поділу,

утворюється наведена активність елементів конструкції реактору і теплоносія, яка у продовж часу може стати значною. Таким чином, на АЕС є цілий ряд вузлів технологічної схеми, у яких концентрується велика кількість радіоактивних продуктів. У випадку руйнування цих вузлів у результаті аварії у зовнішню середу можуть потрапляти радіоізотопи у кількості, яка визначається як характером руйнування, так і протягом роботи АЕС, т.п. протягом процесу накопичення радіоактивних відходів на станції.

Аварії на АЕС, які можуть призвести до потрапляння радіоактивних речовин у зовнішню середу, називаються радіаційними аваріями. За своїми наслідками їх умовно можна розділити на наступні категорії.

1. Локальна аварія - порушення у роботі АЕС, за яким відбувся вихід радіоактивних продуктів або іонізуючого випромінювання за передбачені межі обладнання, технологічних систем, будівель та споруд, при цьому кількість викинутих радіоактивних речовин перевищує встановлене для нормальної експлуатації значення, однак забруднення зовнішньої середи не вийшло за межі проммайданчика.

2. Місцева аварія – інцидент при якому відбувся вихід радіоактивних продуктів за межі проммайданчика, але забруднення зовнішньої середи не вийшло за межі санітарно-захисної зони.

3. Середня аварія – радіоактивне забруднення вийшло за межі санітарно-захисної зони. Але локалізувалося у межах близькорозташованого міста, району, області або у радіусі до 100 км.

4. Велика аварія - радіоактивне забруднення вийшло за межі 100-кілометрової зони і захопило декілька областей або республік або ж захопило один чи декілька міст з загальним населенням більш 1 млн. людей при рівні сумарного опромінення річної дози більш 3 бер (3 сЗв). У НРБУ-97, аварії, які не вийшли за межі виробничого майданчику називаються виробничими, а більш крупні за масштабом аварії, які займають інтереси населення, - комунальними.

Найбільш важкими є комунальні аварії. До них відносяться аварії, які супроводжуються розплавленням ядерного палива. Наприклад, при розриві головного трубопроводу першого контуру реактора ВВЕР-1000 у випадку відмови систем аварійного розхолодження та спринклерної системи локалізації у результаті втрати теплоносія відбудеться розплавлення активної зони реактору. При повному розплавленні палива з випарюванням 10% його маси, вибудеться викид у навколишню середовище $8 \cdot 10^8$ Кі та руйнування захисної оболонки реактору.

При аварії реактору у зовнішню середу потрапляють радіоактивні продукти, які накопичилися у активній зоні, та ядерне паливо.

Аварія на Чорнобильській АЕС за своїми економічними наслідками є однією з найбільш масштабних катастроф сучасності, справжнім

національним лихом українського та інших народів.

Відразу після аварії зроблені великі витрати для її ліквідації, для будівництва об'єкту «Сховище», дезактивацією майдану та прилеглих до станції територій, для захисту джерел водопостачання, а також для реалізації крупномасштабної операції по евакуації населення 30-кілометрової зони ЧАЕС. При цьому головні ресурсні витрати понесла Україна.

Навіть при нормальній експлуатації АЕС у безаварійному режимі завжди існують нещільності та дефекти у системі трубопроводів, у наслідок чого виникають протечи теплоносія як у другій контур ВВЕР, так і у зовнішню середу. Так, допустимі протечи теплоносія першого контуру ВВЕР-440 складають приблизно 240 кг/г, а фактично звичайно знаходяться у межах 5-50 кг/г. При випарюванні теплоносія у приміщення АЕС потрапляють газоподібні аерозольні радіоактивні продукти. При ремонтних роботах, особливо тих, що супроводжуються розгерметизацією першого контуру, також відбувається забруднення повітря, а крім того, поверхневе забруднення приміщень та обладнання. Дезактивація забруднених поверхонь призводить до утворювання рідких або аерозольних радіоактивних відходів.

Забруднене повітря із приміщень через систему вентиляції викидається у навколишнє середовище, а рідкі відходи збираються та підлягають концентруванню.

Газоаерозольні викиди АЕС у атмосферу виробляються у головному після очистки через високу трубу вентиляційного центру, яка сприяє ліпшому розсіюванню радіоактивних продуктів у повітрі та зменшенню їх концентрації у приземній атмосфері. Викиди складаються головним чином з інертних радіоактивних газів, а також містять незначну кількість продуктів розпаду ядерного палива, концентрація яких за межами санітарно-захисної зони звичайно нижче глобального фонового рівня, який обумовлений випробовуваннями ядерної зброї. У викидах старих АЕС можлива присутність продукту наведеної активності кобальту-60 внаслідок корозії металу у конструкціях реакторів.

Річна сума активностей викиду інертних газів від АЕС з реакторами типу ВВЕР складають звичайно 3-6 МКі/(МВтрік), а від АЕС з реакторами типу РБМК 30-300 МКі/(МВтрік).

По ізотопному складу радіоактивні відходи ядерних реакторів представляють собою суміш різних радіонуклідів, як продуктів поділу, так і тих, що утворюються у результаті активації нейтронними потоками.

При поділі будь-якого типу ядерного палива утворюється приблизно 200 різних радіонуклідів. Великий вихід при поділі мають радіоізотопи інертних газів криптону і ксенону. А серед радіонуклідів, що становлять небезпеку внутрішнього опромінення людини – ізотопи йоду, цезію,

стронцію, цирконію, барію, рутенію. При належній герметичності оболонок твелів, уламані продукти, що там утворюються, далі утримуються у паливі. Однак навіть при незначних дефектах оболонок продукти поділу (у першу чергу газоподібні та летучі ізотопи криптону, ксенону і йоду) проникають у теплоносій або у графітову кладку реактору та далі у вентиляційні та каналізаційні системи. Джерелом забруднення теплоносія є оболонки твелів і залишкове забруднення поверхні твелів продуктами радіоактивного поділу, які виникають при виробництві тепловиділяючих елементів.

Наведена активність утворюється у тих місцях реактору, де потоки нейтронів виходять з активної зони: в теплоносії та деталях першого контуру і корпусу реактору. Серед продуктів активації у водо-водяних і водо-графітових реакторах найбільше значення мають радіонукліди, які утворюються у теплоносії. Наведена активність води першого контуру при роботі реактора обумовлена активацією розчинених у воді речовин і продуктів корозії, це цезій-134, марганець-54, кобальт-58,-60, залізо-59, цинк-65 та інші. З продуктів активації газів найбільше значення має аргон-41.

Реактори, які використовуються на території СНГ, можна класифікувати за наступними показниками:

- за призначенням – енергетичні, двох цільові або продуктивні, дослідницькі та експериментальні;
- за нейтронно-фізичними характеристиками - реактори на швидких нейтронах, реактори на проміжних нейтронах, реактори на теплових нейтронах (за спектром нейтронів); гомогенні та гетерогенні реактори (за розподілом потоків нейтронів у активній зоні (АЗ));
- за застосованим матеріалом – паливо (збагачений або природний уран, металеве або неметалеве паливо, плутонієве паливо), за родом уповільнювача (вода, графіт, важка вода), за родом теплоносія (вода – киплячі та не киплячі реактори, газ, рідкі метали);
- за числом головних конструктивно розділених компонентів у АЗ - однокомпонентні, двохкомпонентні і трьохкомпонентні;
- за конструктивними особливостями – корпусні та каналні.

Надалі ми зосередимося тільки на енергетичних реакторах.

Перед тим як представити головні конструктивні та технологічні особливості діючих реакторів для оцінки структури і масштабів радіоактивних виділень (викидів, відходів), має сенс зупинитися, чисто схематично, на особливостях ядерного палива АЕС та механізмі енерговиділення.

Загальновідомо, що джерелом енергії у ядерному реакторі служить

ланцюгова реакція поділу важких ядер під дією нейтронів. У кожному акті поділу поглинається один нейтрон, а утворюється, як правило, два уламки та у середньому від двох до трьох нейтронів. Повне енерговиділення на один акт дорівнює приблизно 200 MeV, з них приблизно 5 MeV приходить на другорядні нейтрони. Таке енерговиділення визначає величезну теплотворну здібність ядерного палива (у мільйон разів перевищуючу теплотворну здібність хімічного палива), та другорядну – нейтрони підтримують ланцюгову реакцію.

Здібністю поділитися та брати участь у ланцюговій реакції поділу володіють ^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu та деякі інші нукліди трансуранових елементів. Як слідує з літературних джерел, тільки ^{235}U зустрічається у природі, причому його зміст у природному урані невеликий – усього 0,7 %. Останні 99,3 % приходяться на ізотоп ^{238}U (зміст другого природного ізотопу ^{234}U ~ 0,006 %). У взаємодії нейтронів з ядрами ^{238}U реакція захоплення нейтрона без поділу превалює над реакцією поділу, тому в природному урані ізотоп ^{238}U є головним поглиначем нейтронів і перешкоджає протіканню ланцюжкової реакції поділу на ядрах ^{235}U . Для її здійснення необхідно або збагатити природний уран, більш ніж на порядок, збільшивши зміст ^{235}U , або забезпечити у зоні реакції процес уповільнення нейтронів до теплових швидкостей ($5 \cdot 10^{-3} \div 5 \cdot 10^{-1}$ eV), при яких переріз поділу ^{235}U зростає майже у 1000 разів у зрівнянні з перерізом поділу, швидкими нейтронами ($10^5 \div 10^8$ eV).

Перший засіб застосовується для здійснення ланцюжкової реакції у реакторі на швидких нейтронах, другий - у реакторі на теплових нейтронах, у активній зоні якого вміщується той чи інший уповільнювач нейтронів. Паливом або паливним завантаженням такого реактору є природний уран, але частіше усього уран збагачений до 1,8 - 4,4 %.

У відповідності з наданими двома засобами здійснення ланцюжкової реакції усі реактори підрозділяються на дві широкі категорії - реактори на теплових нейтронах і реактори на швидких нейтронах (швидкі реактори).

Головною частиною будь-якого атомного реактору є - активна зона (АЗ), яка утворюється завантаженням ядерним паливом у вигляді тепловиділяючих елементів (твелів). У них протікає ланцюгова реакція поділу. Тепло, яке виділяється у твелах, відводиться теплоносієм, безперервно циркулюючим крізь АЗ.

Важлива частина реактору – система управління та захисту реактору (СУЗ), за допомогою якої здійснюється управління роботою реактора, включаючи його запуск та вимкнення (у тому числі і аварійне), та регулювання потужності на різних стадіях його роботи. До СУЗ відносяться спеціальні стержні, які містять речовини, сильно поглинаючі нейтрони (бор, кадмій та ін.). Введення цих стержнів у канали СУЗ активної зони призводить до припинення ланцюжкової реакції поділу, а

запуск реакції та управління її інтенсивністю здійснюють частковим або повним виводом стержнів СУЗ.

Особливість реактору на теплових нейтронах – наявність уповільнювачів нейтронів у АЗ. Ними можуть бути спеціальні речовини які уміщуються, або сам теплоносій. Уповільнювач повинен володіти достатньо малою атомною масою (щоб при зіткненні нейтронів з ядрами уповільнювача відбулася ефективна передача енергії), малим коефіцієнтом поглинання нейтронів і слабкою активаційною здібністю. Найбільш широке застосування у якості уповільнювача найшла звичайна вода, важка вода та графіт.

Особливість енергетичних реакторів на швидких нейтронах – наявність зони відтворення палива (бланкету), яка заповнюється конвертуючим важким елементом (природним або збідненим ураном, торієм ^{232}Th), яка, як правило, оточує АЗ і поглинає нейтрони які з неї виходять. Значне відтворення відбувається і у АЗ, де також знаходиться частина речовини, яка служить конвертором. При визначеннях умовах у ядерному реакторі може здійснюватися розширене відтворення нуклідів ^{239}Pu або ^{233}U за рахунок конвертації речовин ^{238}U і ^{232}Th відповідно, коли кількість знов утвореного палива більше кількості «згорілого» у реакторі.

Основу атомної енергетики в усьому світі складають АЕС з реакторами на теплових нейтронах. Що ж до реакторів на швидких нейтронах, які ще називають реакторами-розмножувачами, то їх серійні варіанти небагато чисельні. У СРСР, наприклад, вони були встановлені тільки на 3-х АЕС. У місті Шевченко - реактор БН-350, на Білоярській АЕС - БН-600 і на Південно-Уральській АЕС – БН-800. Реактори типу БН (швидкий натрієвий) характеризуються використанням натрію у якості теплоносія. У французьких швидких реакторах «Фенікс» і «Супер-Фенікс» рідкометалевий теплоносій. У США був розроблений та введений у експлуатацію їх аналог - реактор LMFBR на АЕС Енріко Фермі (штат Мічиган). Однак цей реактор ніколи не працював достатньо надійно та був виведений з експлуатації.

На АЕС України у експлуатації знаходяться два виду реакторів на теплових нейтронах - водо-водяний енергетичний реактор (ВВЕР), у якому вода одночасно є і уповільнювачем і теплоносієм, та каналний енергетичний реактор з графітовим уповільнювачем та водою у якості теплоносія. Такий реактор отримав назву РБМК (реактор великої потужності киплячий).

Географія цих реакторів на АЕС України представлена у таблиці 1.1. За рекомендаціями МАГАТЕ, розробленим ще у 1962 р., для реакторів теплової потужності 100-1000 МВт обов'язкова зупинка захисних оболонок (ковпаків) діаметром 50 м при товщині стін 1-2 м. Як слідує з табл. 1 такий захист на сумно відомої Чорнобильської АЕС не був

встановлений. Без цього захисту робили реактори РБМК на АЕС СРСР напередодні Чорнобильської катастрофи.

Таблиця 1.1. Типи реакторів АЕС України, їх географія та захист

Тип реактору	Географія АЕС	Вид захисту
ВВЕР-440	Рівненська	Ковпак
ВВЕР-1000	Південноукраїнська	Ковпак
ВВЕР-1000	Запорізька	Ковпак
ВВЕР-1000	Хмельницька	Без ковпака
РБМК-1000	Чорнобильська	Без ковпака

Спрощена схема АЕС з корпусним гомогенним реактором з водою під тиском ВВЕР-1000 ілюструється на Рис 1.1.

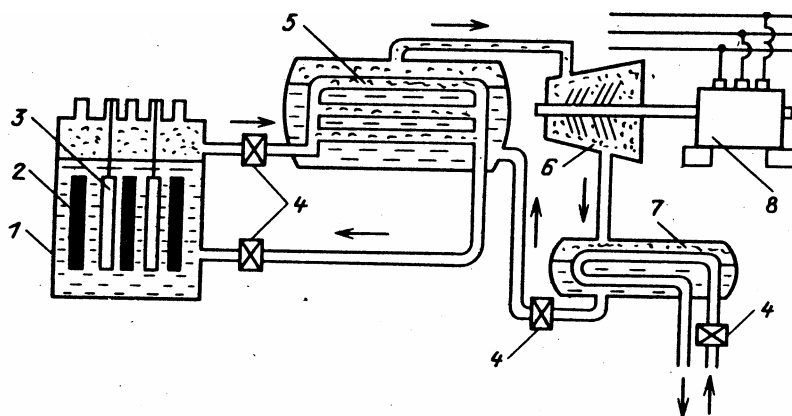


Рисунок 1.1. Спрощена схема АЕС з корпусним гомогенним реактором з водою під тиском ВВЕР-1000

1- корпус реактора; 2 - тепловиділяючі збірки; 3 – система управління і захисту; 4 - циркуляційні насоси; 5- теплообмінник; 6 – турбіна; 7 – конденсатор; 8 – генератор.

Активна зона ВВЕР-1000 складається з тепловиділяючих збірок (ТВЗ) та каналів з стержнями СУЗ. У ТВЗ розташований пучок твелів, які представляють собою герметично порожні циліндри з цирконієвого сплаву (довжиною 2,5-3 м та діаметром приблизно 1 см), заповненні таблетками UO_2 . Для передачі тепла з АЗ використана двоконтурна схема. Циркулююча у першому контурі вода знаходиться під великим тиском (16,7 МПа), який перешкоджає її закипанню. За допомогою головного циркуляційного насосу (ГЦН) вода подається до реактору, проходить крізь активну зону, нагрівається за рахунок тепловиділення у твелах та поступає

у парогенератор. Проходячи крізь нього, вона нагріває воду другого контуру до кипіння, при цьому охолоджується, та потім ГЦН знову повертає її до реактору. Пара, яка утворюється у парогенераторі, потрапляє на турбогенератор, а потім охолоджується та конденсується у воду, яку насос другого контуру знову подає у парогенератор.

Прототипом ВВЕР за кордоном є реактор PWR (реактор з водою під тиском), які випускаються серійно у США.

Водографітовий каналний гетерогенний реактор РБМК-1000 розміщується у бетонній шахті розміром $21,6 \times 21,6 \times 25,5$ м та опирається на бетон за допомогою металевих конструкцій. Разом з кожухом вони утворюють герметичну порожнину – реакторний простір. У ньому знаходиться графітова кладка з циліндричними отворами, у яких розташовані технологічні канали (ТК) і канали СУЗ. У кожному ТК встановлено по дві послідовно розташовані паливні зборки з стержневими твелями. Графітна кладка продувається азотно-гелієвою сумішшю.

Для передачі тепла використана одно контурна схема. Вода, проходячи крізь ТК, нагрівається до кипіння (звідси киплячий реактор). У барабані-сепараторі пара відокремлюється від води та потім подається у турбогенератор. Після охолодження пара конденсується у воду і потім подається у барабан-сепаратор за допомогою живленого насосу.

СУЗ реактора основана на переміщені 211 стержнів поглиначів у спеціально виділених каналах, які охолоджуються водою з атомного контуру. Ця система забезпечує: автоматичну підтримку заданого рівня потужності; швидке зниження потужності стержнями автоматичних регуляторів (АР) і стержнями ручних регуляторів (РР); аварійне припинення ланцюжкової реакції стержнями аварійного захисту; компенсацію зміни реактивності при розігріві та виході реактору на потужність; регулювання розподілу енерговиділення по АЗ.

Реактори РБМК оснащені великою кількістю незалежних регуляторів, які при включенні аварійного захисту вводяться в АЗ. Для регулювання висотних нейтронних полів передбаченні скороченні стержні-поглиначі, які вводять у АЗ знизу. Важливою фізичною характеристикою з точки зору управління та безпеки реактору є величина, яка називається оперативним запасом реактивності та визначається числом завантажених у АЗ стержнів СУЗ реактору. Для реактору РБМК-1000 вона відповідає 30 стержням.

Та ще про одну важливу технологічну особливість. Конструкція РБМК дозволяє замінити тепловиділяючі зборки, що вигоріли без зупинки реактору. Це дає можливість використовувати різне пальне, конструкційні матеріали і режими роботи.

Виходячи з представленого опису, такого роду реактори повинні були скласти перспективний напрямок у розвитку ядерної енергетики

колишнього СРСР. Тим більш, що у практиці закордонного реакторобудівництва не було реакторів, аналогічних РБМК. За деякими властивостями (одноконтурність, киплячий теплоносій та ін.) до нього близький корпусний киплячий реактор США з водою у якості теплоносія та уповільнювача, який позначається скорочено BWR (реактор з киплячою водою).

Однак аварія на ЧАЕС відняла майбутнє у цих реакторів та пролила світло на деякі їх конструктивні недоліки, які зводяться, у головному, до того, що система управління та захисту не забезпечує безпеку експлуатації станції.

У теперішній час в усіх РБМК внесенні конструктивні та технологічні корективи, які підвищують їх безпеку.

Утилізація радіоактивних відходів АЕС ще одна проблема, яка викликана роботою ядерної енергетики. У світовому масштабі приблизно 10% використаного на АЕС ядерного палива прямує на переробку для вилучення урану і плутонію з метою повторного їх використання. Заводи, де займаються такою переробкою у промисловому масштабі існують, наприклад: у Маркуле і Ла-Аге (Франція) і у Уіндскейле (Великобританія). Самим «чистим» є завод у Маркуле, на якому здійснюється особливо пильний контроль, оскільки його стоки попадають до річки Рону. Відходи двох інших заводів потрапляють у море, причому завод в Уіндскейлі є набагато більшим джерело забруднення, хоча головна частина радіоактивних матеріалів потрапляє у навколишнє середовище не при переробці, а в результаті корозії ємностей, у яких ядерне паливо зберігається до переробки.

Ядерний паливний цикл навіть при нормальній роботі обумовлює збільшення дози, які отримують на різних його етапах обслуговуючий персонал та мешканці прилеглих районів, у випадку ж аварії на АЕС наслідки її являються важкопрогнозуємими і, як правило, трагічними у глобальному масштабі.

Величезною з усіх аварій на АЕС є аварія на Чорнобильській АЕС.

Для прикладу нижче приведена кількість головних ізотопів, які були викинуті у атмосферу при аварії реактору РБМК на Чорнобильській АЕС з 26 квітня 1986 р. по 6 травня, коли реактор був остаточно засипаний інертним матеріалом та викиди його у головному припинились.

У наслідок аварії на ЧАЕС від радіоактивного забруднення постраждало багато областей України, але особливо це помітно у районах Київської, Житомирської, Чернігівській, Черкаській, Рівненській, Вінницькій, Волинській та інших областей. Всього було викинено більш 50 МКі радіоактивності, що складає приблизно (за оцінками МАГАТЕ) 3,5 % кількості радіонуклідів у реакторі під час аварії. Як вже підкреслювалося, тепер головний внесок у активність мають цезій-137 і цезій-134.

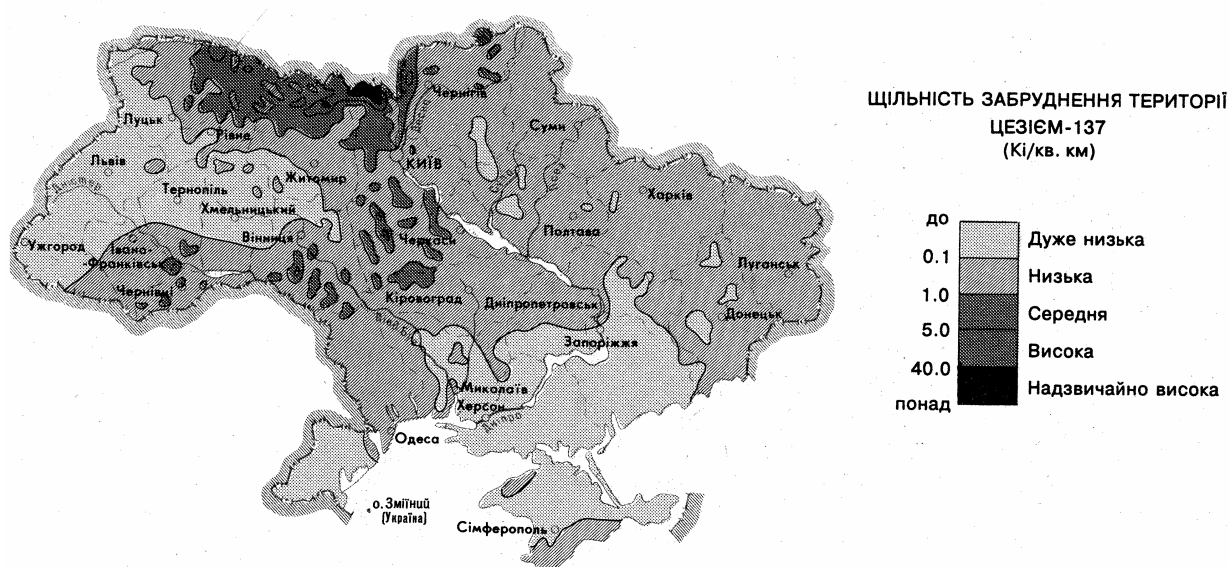
Таблиця 1.2. Спектральний та кількісний склад Чорнобильського викиду

Ізотоп	¹³³ Xe	⁸⁵ Kr	¹³¹ I	¹³² Te
Викид, МКі	45	0,9	7,3	1,3
Ізотоп	⁹⁹ Mo	¹⁴¹ Ce	¹⁴⁴ Ce	⁸⁹ Sr
Викид, МКі	3,0	2,8	2,4	2,2
Ізотоп	²⁴² Cm	²³⁸ Pu	²³⁹ Pu	²⁴⁰ Pu
Викид, МКі	$2,1 \cdot 10^{-2}$	$8 \cdot 10^{-4}$	$7 \cdot 10^{-4}$	$1 \cdot 10^{-3}$
Ізотоп	¹⁴⁰ Ba	⁹⁵ Zr	¹⁰³ Pu	¹⁰⁶ Pu
Викид, МКі	4,3	3,8	3,2	1,6
Ізотоп	⁹⁰ Sr	¹³⁷ Cs	¹³⁴ Cs	²³⁹ Np
Викид, МКі	0,22	1,0	0,5	1,2
Ізотоп	²⁴⁰ Pu	²⁴¹ Pu	²⁴² Pu	
Викид, МКі	$1 \cdot 10^{-3}$	$1,4 \cdot 10^{-1}$	$2 \cdot 10^{-6}$	

Досліди, проведені українськими спеціалістами, підтвердили і доповнили існуючі данні про радіоактивне забруднення. На цій основі побудовані карти ізоліній щільності забруднення місцевості цезієм - 137-15 і 40 Кі/км², стронцієм - 90-3 Кі/км², плутонієм-239- 0,1 Кі/км². У додаток до попередніх карт накопичуються данні про забруднення на рівні 1 Кі/км² уточнюються положення ізоліній 5 Кі/км² по цезію-137, а також побудовані ізолінії 1 і 2 Кі/км² по стронцію-90.

Карта забруднення території України цезієм-137 наведена на Рис 1.2.

Рисунок 1.2. Карта забруднення території України цезієм-137.



Загальна площа території України з рівнем забруднення цезієм-137 від 1 до 5 Кі/км² перевищує 3316 тис. Га. Площі з рівнем від 5 до 14 Кі/км² складають 235 тис. Га, від 15 до 40 Кі/км² – 74 тис. Га, більш ніж 40 Кі/км² – 68 тис. Га.

На цих територіях мешкають 1480,4 тис. людей, з них: на територіях з рівнем від 1 до 5 Кі/км² – 1227,3 тис. людей; від 15 до 40 Кі/км² – 29,7 тис. людей; більш ніж 40 Кі/км² – 19,2 тис. людей.

Високі рівні забруднення стронцієм-90 (більш ніж 3 Кі/км²) і плутонієм-239 (більш ніж 1 Кі/км²) зафіксовано у головному на межах 30-кілометрової зони ЧАЕС, хоч є відомості про окремі «плями» цих радіонуклідів і за її межами.

Таким чином, провідним радіонуклідом для оцінки радіаційної ситуації за межами 30-кілометрової зони ЧАЕС є радіоактивний цезій.

«Плямиста» структура забруднення місцевості цезієм-137 характерна не тільки для великих забруднених площ, а і для відносно малих ділянок, зокрема, територій населених пунктів, де у ряді випадків щільність забруднення на деяких ділянках може відрізнятись у десятки разів. Так, у Поліському районі при середній щільності забруднення 24,7 Кі/км² відзначені коливання від 15 до 112 Кі/км².

На забруднених територіях потужність дози га мма-випромінювання обумовлена у першу чергу радіонуклідами: цезієм-137 і цезієм-134, цезієм-144, рутінієм-106. Головний вклад у потужність дози у ближній зоні (Київська, Житомирська області) вносять ізотопи цезію-134 і цезію-137 (більш ніж 80 %). За межами 30-кілометрової зони, на території «цезієвих плям», вклад цих ізотопів складає приблизно 100 %. Причому склад цезію-134 у ґрунті забруднених районів зменшився і складає тепер до 10-15 % від цезію-137.

В результаті аварії на ЧАЕС загальний зміст радіонуклідів у водах Чорноморського басейну істотно збільшилося. Для ¹³⁷Cs це збільшення відбулося практично в два рази. В даний час і найближчі роки штучна радіоактивність вод Чорноморського басейну буде визначатися довгоживучими радіонуклідами ¹³⁷Cs і ⁹⁰Sr, тому що ці радіонукліди в морських водах знаходяться в іонній формі. Розподіл концентрацій і загальний запас його у водянній товщі в основному визначається гідродинамічними факторами і полем плинів.

Радіоактивні ізотопи, що надходять з водяного середовища, не просто накопичуються, а включаються в метаболізм організмів, які розвиваються та до складу основних біоорганічних речовин (білків, нуклеїнових кислот, ліпідів). Деякі органи і тканини мають частково чи цілком необмінні депо (кістки риб, раковини і панцири ракоподібних молюсків).

Після аварії на Чорнобильській АЕС під впливом радіоактивних і

хімічних забруднень у морських екосистемах відбулися структурно-функціональні зрушення, котрі виходять за межі істотних кількісних характеристик багаторічної динаміки.

Що стосується забруднення поверхневих вод, то максимальна концентрація стронцію-90 і цезію-137 у найбільш забруднених водних об'єктах на території України у період весіннього паводку 1990 р. складала: у р. Прип'яті (район Чорнобилю) відповідно $3,2 \cdot 10^{-11}$ і $9 \cdot 10^{-12}$ Кі/л; у р. Дніпрі (район с. Неданчичі) – $7,5 \cdot 10^{-12}$ і $7,1 \cdot 10^{-12}$ Кі/л; у р. Дніпрі (район м. Київ) - $1,8 \cdot 10^{-11}$ і $7,7 \cdot 10^{-12}$ Кі/л, що нижче допустимих міжнародними стандартами концентрацій цих радіонуклідів у питній воді ($3 \cdot 10^{-8}$ для цезію-137 і $5 \cdot 10^{-10}$ для стронцію-90).

У 1989-1990 р.р. суттєвих змін радіаційної обстановки у басейнах річок України не проходило, що пояснюється, з одного боку, слабкою інтенсивністю паводку у басейнах річок на забрудненій території, у тому числі на р. Прип'яті, з іншої, - невеликими швидкостями вилучування радіонуклідів, які лежать на водозабірній площі у басейнах Прип'яті і Дніпра.

Аварія на Чорнобильській АЕС визвала велику кількість проблем у галузі охорони здоров'я населення, яке на даний момент представляють значну актуальність.

На Україні організована робота по вивченню і оцінці стану здоров'я населення, яке визначено до груп підвищеного ризику у зв'язку з отриманою дозою.

Проведені (понад 400 тис.) прямі вимірювання доз внутрішнього опромінення від радіоцезію і доз зовнішнього опромінення (22 тис. людей серед населення, яке мешкає на забруднених територіях) свідчить про те, що сумарні дози опромінення по усім населеним пунктам зони «жорсткого контролю», у тому числі тих, що підлягають відселенню, не перевищує 9 бер за перші чотири роки після аварії (крім с. Ясени-16 бер) і не перевищує 8 бер на територіях, де якість молока приватного сектору не відповідає нормативам, але, можливо, що не усі фактори внутрішнього опромінення ураховані повністю, і тому ці данні необхідно рахувати заниженими.

Аналіз стану здоров'я населення районів, які постраждали у післяаварійний період, свідчить про наявність тенденції зростання рівня і розширення захворювань верхніх дихальних шляхів, систем кровообігу, травлення, а також про різноманітні порушення ендокринної та імунної систем, течії вагітності, пологів, розвиток плоду.

Має місце підвищення частоти уроджених пороків розвитку. (Наприклад, у окремих районах Київської області з 22 на 1 тис. малюків до у 1986 р. до 26 у 1987 р. і 30- у 1989 р.; Житомирській області з 14,9 на 1 тис. малюків до 1986 р. до 26 у 1989 р.). Церебральні захворювання мають

стрибкообразну тенденцію (по Польському району, наприклад, зростання майже у 5 разів).

У цілому серед дитячого населення районів, що контролюються стабільно збільшилась кількість анемій, хронічних тонзилітів і холециститів.

На даний момент немає достатніх доказів того, що ці зміни зв'язані тільки з дією радіаційного фактору, а не усього комплексу несприятливих умов: економічною ситуацією, тривалими обмеженнями у живленні населення, його важким психоемоційним станом та т. і.

Сільськогосподарське виробництво. Аварія на Чорнобильській АЕС призвела до великих збитків у сільськогосподарському виробництві на Україні. Загальна площа забруднення сільськогосподарських угідь складає 3,5 млн.Га, з них рілля-3,1 млн.Га.

З усіх забруднених територій найбільше постраждало Українське Полісся. Специфічні природні умови цієї зони, у першу чергу структура ґрунтів, у значній мірі сприяє збільшенню переходу радіоактивного цезію у рослини. Кількість радіонуклідів, які потрапляють до організму людей з продуктами живлення, тут вище, ніж у інших регіонах країни при однаковій щільності забруднення територій.

З перших днів катастрофи і до сьогоднішнього часу найбільшим забрудненим продуктом залишається молоко, яке виробляється у приватному секторі. Часове перевищення допустимих рівнів його забруднення спостерігається на територіях з щільністю 5 Кі/км², на торфяно-болотистих ґрунтах Рівненської області-1-2 Кі/км².

Усе вищевикладене ще раз підкреслює необхідність суворого професійного підходу до проблем радіологічного контролю не тільки на ядерних об'єктах, але і у повсякденному житті: у будівництві, медицині, у побуті, що є прямою задачею спеціалістів радіоекологів.

Зрозуміло, що для успішного вирішення цієї задачі бракує надійних адекватних фізичних моделей, які здатні описувати картину (топологию) радіаційного забруднення та давали б можливість прогнозувати радіоекологічні обставини. Деякі шляхи створення елементної бази, що вимагається, будуть визначені у наступних главах, де будуть висвітлені фізичні основи радіоекології.

Г Л А В А ІІ

ПРОХОДЖЕННЯ ЯДЕРНИХ ЧАСТИНИНОК КРІЗЬ РЕЧОВИНУ.

§ 2.1. Вступні зауваження

Картина опису об'єктів радіоекології буде неповною, якщо не звернутися до перших фізичних принципів, які полягають в основі теорії атомних ядер та ядерних реакцій, а також їх взаємодії з речовиною.

Процеси, які виникають при проходженні частинок крізь речовину, мають важливе практичне значення не тільки для ядерної фізики, але і для стичних до неї галузів науки і техніки, серед яких радіоекологія виступає як вважається однією з самих значних. Без доброго знання цих процесів неможливо зрозуміти методів реєстрації випромінювань або, наприклад, розрахувати товщину бетоної стіни для радіаційного захисту від ядерних випромінювань прискорювача частинок.

Розглянемо проходження заряджених частинок і γ -квантів, енергії яких на декілька або на багато порядків перевищують середню енергію зв'язку електронів в атомах, яку називають середнім іонізаційним потенціалом \bar{I} . Для величини \bar{I} виконується емпіричне співвідношення

$$\bar{I} \approx 13,5 \cdot Z \text{ eV} \quad (2.1)$$

Будемо розглядати проходження крізь рідину частинок з енергіями від $0,01 \div 0,1$ MeV і вище майже до тисяч GeV. Найбільший інтерес представляє інтервал енергій від декількох KeV до 10 MeV. Енергії у всій цій області називають високими, розуміючи під чим при цьому, що вони великі по зрівнянню з \bar{I} .

Загальна картина проходження частинок високої енергії крізь речовину надзвичайно складна. Частинки зштовхуються з електронами, які знаходяться на різних оболонках, розсіюються кулонівськими полями ядер, а при достатньо великих енергіях визивають і різні ядерні реакції. Крім того, при достатньо високих енергіях частинок виникають різноманітні другорядні ефекти. Наприклад, як ми побачимо нижче, пучок високоенергетичних електронів породжує в речовині потужний потік другорядних γ -квантів, які необхідно урахувати при розрахунку, скажимо, радіаційного захисту. Це, однак, зовсім не свідчить, що процеси проходження крізь речовину зовсім не підлягають розрахунку. Цілий ряд

важливіших величин, які характеризують ці процеси, вдається доволі точно розрахувати або хоча б оцінити. Цьому сприяють наступні причини.

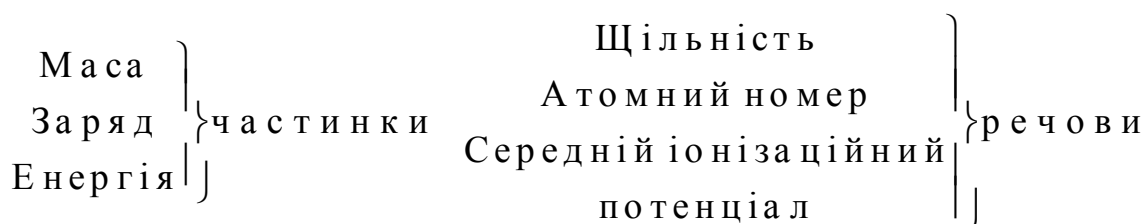
По-перше, при проходженні заряджених частинок і γ -квантів крізь речовину головну роль відіграють добре вивчені електромагнітні взаємодії. Роль ядерних взаємодій в більшості випадків мала із-за короткодіючого характеру ядерних сил, а також із-за того, що електронів в речовині набагато більше, ніж ядер.

Друге серйозне спрощення виникає за рахунок того, що енергія частинок, які розсіюються, значно перевищує енергію зв'язку електронів в атомах. Це частинно дозволяє знехтувати енергіями зв'язку електронів речовини з атомами, тобто трактувати ці електрони як вільні в момент зіткнення з проходящою частинкою. Там, де це суттєво, взаємодію електронів з ядрами частинки можна достатньо точно описати, вважаючи, що кожний електрон має енергію зв'язку, яка дорівнює середньому іонізаційному потенціалу (2.1).

При розгляданні конкретних процесів можливі і додаткові цілком реалістичні упрощуючі пропозиції, характерні для окремих процесів.

Багато - які величини, визначають процес проходження, не піддаються точному розрахунку з-за складності фізичної картини. Такі величини визначаються дослідним шляхом. Але і в цьому випадку необхідно хоч би якісно зрозуміти головний механізм процесу, щоб знати, які саме експериментальні константи треба визначити, щоб отримати необхідну інформацію.

Подивимося тепер, які фактори визначають перебіг процесу проходження частинок крізь речовину. З попередніх міркувань слідує, що головну роль повинні грати слідує характеристики частинок і речовини:



Зауважимо, що тут перелічено далеко не всі властивості частинок і речовини. Для процесів проходження несуттєві, наприклад, спін частинки, температура, твердість речовини (так, захистні властивості графіту і алмазу еквівалентні).

Із-за переважної ролі електромагнітних процесів проходження заряджених частинок і γ -квантів крізь речовину являється синтетичним розділом атомної і ядерної фізики. Але пробні частинки володіють енергіями, характерними для ядерної фізики. Тому з процесами проходження винахідники зіткаються при вивченні або використанні ядерних випромінювань.

З механізмами проходження крізь речовину частинки можна розділити на три групи: 1) важкі заряджені частинки; 2) легкі заряджені частинки і 3) γ -кванти. До легких заряджених частинок ми відносимо електрони і позитрони, до важких - всі інші. При переході від однієї групи частинок до другої характер проходження якісно змінюється.

Для інших (відмінних від γ -квантів) нейтральних частинок електромагнітна взаємодія або повністю відсутня (у випадку нейтрино, наприклад), або дуже мала. Великий практичний інтерес представляє взаємодія з речовиною інтенсивних потоків нейтронів. Ці процеси в основному не атомні, а ядерні. Нейтрино чутливі тільки до слабких ядерних взаємодій, так що ці частинки можуть вільно проходити в речовині астрономічні відстані. Тому питання про проходження потоків нейтрино крізь речовину цікаве головним чином для астрофізики.

§ 2.2. Проходження важких заряджених частинок крізь речовину

Основний механізм взаємодії важких заряджених частинок високої енергії з речовиною такий. Частинка, яка пролітає скрізь речовину, “розштовхує” атомні електрони своїм кулонівським полем. За рахунок цього частинка поступово втрачає енергію, а атоми чи іонізуються, чи збуджуються. Розгубив свою енергію, частинка зупиняється. Із-за далекодіючого характеру кулонівських сил пролітаюча частинка встигає “розштовхнути” дуже велику кількість електронів.

Сама пролітаюча частинка при зіткненні з окремим електроном мало відхиляється від свого шляху внаслідок її великої маси (зрівняно з масою електрона). До того ж, навіть малі відхилення майже цілком компенсують один одного при величезному числі хаотичних орієнтованих зіткнень. Тому траєкторія важкої зарядженої частинки в речовині практично прямолінійна.

Основними фізичними величинами, характеризуючими проходження важких частинок, є *втрата енергії* $-\frac{dE}{dx}$ на одиницю шляху та *повний*

пробіг R частининки в речовині. Частининка може втрачати енергію різними способами (зіткнення з електронами, кулонівські зіткнення з ядрами, ядерні зіткнення з ядрами та т.п.). Відповідно повні втрати одержуються підсумовуванням втрат, обумовлених різними механізмами. Для важких заряджених частининок основними є втрати за рахунок іонізації та збудження атомних електронів речовини. Ці втрати об'єднуються під загальною назвою *іонізаційних* (ми будемо розглядати тільки іонізаційні втрати).

Величину іонізаційних втрат можливо розрахувати. Наприклад, припускаючи, що:

а) діє класичний (неквантовий) опис процесу зіткнення частининки з електроном. Відповідно з співвідношенням невизначеностей Гейзенберга, неквантове розглядання застосовується при достатньо великих прицільних параметрах зіткнення b та при імпульсах p налітаючої частининки

$$pb \gg h. \quad (2.2)$$

б) швидкості атомних електронів середовища настільки малі в зрівнянні зі швидкістю налітаючої частининки, що ці електрони практично не зрушаються з місця на протязі часу зіткнення. Для цього необхідно, щоб і швидкість електрона в атомі, і швидкість, набута електроном при зіткненні, були б значно менше швидкості налітаючої частининки. Ця умова накладає достатньо жорсткі обмеження знизу на енергію E налітаючої частининки:

$$E \gg \frac{M}{m} E_{\text{эл}}, \quad (2.3)$$

де M - маса частининки, m – маса електрона, $E_{\text{эл}}$ – енергія електрона в атомі. Вкажемо, що навіть в такому легкому ядрі, як кисень, середня кінетична енергія електронів K -оболонки має порядок 0,5 кеВ, так що енергія налітаючої α - частининки повинна перевищувати 2 МеВ.

в) електрони рідини трактуються як вільні (тут ми нехтуємо енергіями їх зв'язку з атомами).

Імовірно, що перші два припущення стають несправедливими при дуже малих параметрах зіткнення, а останні, навпаки, при дуже великих. У рамках цих трьох припущень величина іонізаційних втрат може бути розрахована за допомогою формули Бора:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4 n}{m\vartheta^2} \ln \frac{m\vartheta^2}{\bar{I}(1-\beta^2)}. \quad (2.4)$$

Інколи користуються більш точною формулою виду:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4 n}{m\vartheta^2} \left\{ \ln \frac{2m\vartheta^2}{\bar{I}(1-\beta^2)} - \beta^2 \right\} \quad (2.5)$$

Тут: $-\frac{dE}{dx}$ - підсумкове змінення енергії частинки на одиницю

шляху; n - щільність електронів у “гальмуючому” середовищі; \bar{I} - середній іонізаційний потенціал; $\beta = 1 - \vartheta / c$; (m та ϑ - відповідно маса та швидкість частинки, c - швидкість світла) яка дозволяє якісно, а частино і кількісно, описати характерні риси процесу гальмування важких заряджених частининок у речовині в широкій області енергії частининок (від декількох МеВ до десятків та сотен ГеВ).

З формул (2.4)-(2.5) видно, що іонізаційні втрати визначаються невеликим числом фізичних величин - швидкістю та зарядом частинки, а також числом електронів у одиниці об'єму і середнім іонізаційним потенціалом речовини. При цьому залежність від середнього іонізаційного потенціалу логарифмічна, тобто доволі слабка. Число n електронів у одиниці об'єму пропорційна густини ρ речовини:

$$n = \frac{Z\rho N}{A} \quad (2.6)$$

(Тут N - число Авогадро, A - атомна вага, Z - число електронів у атомі.) Таким чином, втрати прямо пропорційні густини речовини. Відділя,

зокрема, слідує що величина $-\frac{dE}{d(\rho x)}$ - приблизно однакова для усіх

речовин. Речовину ρx , яка має розмірність $г/см^2$, тут зручно прийняти за одиницю довжини. Наприклад, в цих одиницях зазвичай розраховується вимогаєма товщина захисту від радіоактивних випромінювань. Дуже характерна сильна залежність втрат від швидкості. При цьому в протилежність силам опіру у газах і рідинах втрати тим більше, чим нижче

швидкість. Тому скажимо треки частинок у камері Вільсона або у фотоемульсії різко утовщуються в кінці. При дуже великих енергіях швидкість наближається до своєї верхньої границі ($v \rightarrow c$), так що вираз перед логарифмом наближається зверху до константи. Зате логарифм (2.4), (2.5) зростає, хоч і повільно, внаслідок спадання множника $(1 - \beta^2 \rightarrow 0)$ у знаменнику під знаком логарифму. Тому на кривій втрати - енергія має мінімум, який лежить приблизно при $E = mc^2$, де m - маса частинки. Логарифмічне зростання втрат з ростом енергії є суттєво релятивістським ефектом.

У формулу Бора (2.4) не входять ні маса, ні енергія частинки. Тому при одній і тій же швидкості, втрат, і скажимо, для піона і протона, однакові. Виразимо тепер в цій формулі швидкість крізь енергію і масу частинки (нерелятивістський випадок):

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi Z^2 e^4 nM}{\Gamma m} \ln \frac{2mE}{\hbar \omega M}. \quad (2.7)$$

З (2.7) видно, що при нерелятивістських швидкостях втрати при одній і тій же енергії з достатньою точністю пропорційні масі. Тому треки у важких частинках товще та коротші, чим у легких. Відзначимо, що квадратична залежність втрат від заряду частинки на практиці рідко буває суттєвою, так як у більшості випадків пролітаючи частинки мають один і той же одиничний заряд (в одиницях елементарного заряду). Але саме завдяки цій залежності α -частинки та особливо багатократно заряджені важкі іони дуже сильно гальмуються у речовині.

Формула Бора (2.4) перестає бути справедливою при дуже малих та дуже великих енергіях частинки. При цьому в обох випадках реальні витрати виявляються менше розрахованих. При малих швидкостях налітаючих частинок, коли

$$v \leq u$$

де u - середня швидкість руху електрона у атомі, стає суттєвим ефект перезарядки. Цей ефект полягає в тому що пролітаюча частинка захоплює (а інколи, навпаки, втрачає) електрони. Перезаряджена у середньому приводить до зменшення іонізаційних втрат. Наприклад, повільний протон, захопивши електрон стає нейтральною (правда, зрівнянно громіздкою) системою, що одразу ж знижує втрати. Особливо сильно ефект перезарядки проявлюється для важких багаторазово заряджених іонів, таких як шестиразово заряджений (тобто, втративший

шість електронів) іон кисню. Такі іони захоплюють електрони і до того ж мають відносно великі енергії при низьких швидкостях. Завдяки перезарядці при зменшенні енергії частинки досягають максимуму і з подальшим зменшенням швидкості трохи зменшується (Рис.2.1.)

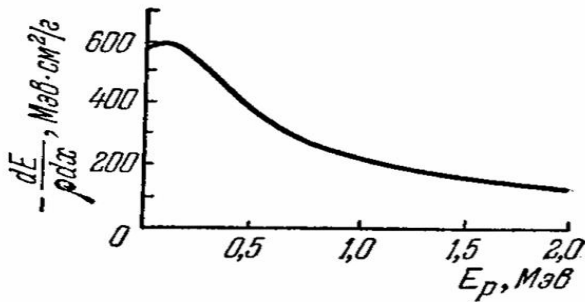


Рисунок 2.1. Крива іонізаційних

втрат
$$-\frac{dE}{d(\rho x)}$$

протона у повітрі
(ρ - густина повітря).

При дуже високих енергіях починає проявлятися ефект електричної поляризації середовища під дією поля частинки. Поляризація приводить до різкого зменшення або, як говорять, до екранування поля частинки та тим самим до зменшення втрат. При нерелятивістських швидкостях частинки радіус екранування (тобто відстань, починаючи з якої поляризація середовища компенсує поле частинки), перевищує розміри атома. У цьому випадку екранування проявляється лише на відстанях, де іонізаційних втрат немає. Але в ультрарелятивістському випадку поле частинки сплющується, стає дуже неоднорідним. У результаті поляризація починає проявлятися на відносно малих відстанях. Точний кількісний розрахунок явищ поляризації та особливо перезарядження складний. Тому для врахування цих явищ користуються емпіричними даними. Ці дані звичайно приводяться у вигляді співвідношення пробіг-енергія.

Втративши всю енергію, частинка зупиняється (під зупинкою ми розуміємо звичайно не локалізацію). Відстань, пройдена частинкою в речовині, називається *пробігом*. Пробіг R визначається формулою

$$R = \int_{E_0}^0 \frac{dE}{-\frac{dE}{dx}}, \quad (2.8)$$

де E_0 - початкова енергія частинки. Якщо прийняти вираз (2.4), то для пробігу отримаємо вираз

$$R = \frac{M}{Z^2} f(\vartheta), \quad (2.9)$$

де функція $f(\vartheta)$ - для заданої речовини однакова для усіх частининок. Якщо знехтувати слабкою логарифмічною залежністю від швидкості, то функція $f(\vartheta)$ буде пропорційна ϑ^4 ; отже,

$$R \sim \vartheta^4 \quad (2.10)$$

Однак, формула (2.4) перестає бути справедливою при малих енергіях налітаючих частининок. Тому дійсний пробіг залежить від енергії частининки і від типу речовини більш складним чином ніж це диктується формулами (2.9)-(2.10). Уточнити вираз для пробігу можна наприклад, слідуючим чином. Розділимо повний пробіг на дві частини: пробіг до того моменту, коли стає суттєвим ефект перезарядження, та остаточний пробіг. Очевидно, що друга частина пробігу незалежить від початкової енергії, тобто дорівнює деякій сталій C . Значення сталої C різне для різних частининок та різних речовин. Це значення визначається дослідним шляхом. Для першої частини пробігу виконується співвідношення (2.9), де функція $f(\vartheta)$ залежить, причому слабко, тільки від роду речовини, але не від сорту налітаючих частининок. Вираз для повного пробігу тепер матиме вид

$$R = \frac{M}{Z^2} f(\vartheta) + C. \quad (2.11)$$

Експериментальне значення сталої C для, скажимо, пробігів протонів та α -частининок у повітрі при комнатній температурі та нормальному тиску дорівнює 0,7 см. Нарешті, для орієнтації у порядках величин визначемо, що у алюмінії пробіг протону з енергією 5 MeV дорівнює 0,06 мм, а з енергією 10 MeV - 0,17 мм.

§ 2.3. Проходження легких заряджених частининок скрізь речовину

Проходження електронів та позитронів крізь речовину якісно відрізняється від проходження решти заряджених частининок. Головною причиною цього є відносна малість мас електрона та позитрона. Нагадаємо,

що серед решти заряджених частининок найлегшою є мюон, маса якого у 200 разів більше електронної. Внаслідок малолї маси для електрона (позитрона), що налітає, змінення імпульсу при кожному зіткненні у речовині відносно велике. . А це у свою чергу приводить до того, що електрон, по-перше, може значно відхилитися від начального напрямку руху, і, по-друге, може породжувати при зіткненнях кванти електромагнітного випромінювання. Перший з тільки що згаданих ефектів проявляється у тому, що електрон рухається у речовині не по прямій, внаслідок другого ефекту для електронів стають суттєвими радіаційні втрати, тобто втрати енергії на електромагнітне випромінювання.

Крім того, при зіткненні налітаючого електрона з електронами речовини проявляються так звані обмінні ефекти, які виникають з-за невідрізнянності електронів, котрі зіткаються. Обмінні ефекти мають суттєво квантове походження. Тому їх вплив на процес проходження не дуже великий. При проходженні позитронів обмінні ефекти не виникають, але зате стає можливим процес анігіляції налітаючого електрона з електроном речовини. Відносна роль анігіляційних ефектів також невелика. Тому процес гальмування приблизно однаковий для електронів та позитронів.

У подальшому в цьому параграфі ми для визначенності будемо говорити про електрони, оскільки з позитронними пучками на практиці зіткаються значно рїже, ніж з електроними.

Механїзм іонізаційних втрат для електронів взагалї такий же, як і у інших заряджених частининок. Цї втрати описуються виразом

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi e^4 n}{m\vartheta^2} \left\{ \ln \frac{m\vartheta^2 E}{2\bar{I}^2(1-\beta^2)} - (2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2) \ln 2 + \right. \\ \left. + 1 - \beta^2 + \frac{1}{8}(1 - \sqrt{1-\beta^2})^2 \right\} \quad (2.12)$$

де під E розумїємо релятивїстську кїнетичну енергїю електрона:

$$E = \frac{mc^2}{\sqrt{1-\beta^2}} - mc^2$$

При нерелятивїстських енергїях $\beta \ll 1$, та формула (2.12) виглядає наступним чином:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 n}{m\vartheta^2} \ln \frac{m\vartheta^2}{2\bar{I}}. \quad (2.13)$$

В ультрарелятивістському випадку $E \gg mc^2$, та формула (2.12) буде мати вигляд

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi e^4 n}{mc^2} \left\{ \ln \frac{E^2}{2\bar{I}^2 \sqrt{1-\beta^2}} + \frac{1}{8} \right\} \quad (2.14)$$

На відміну від важких частинок для електронів на практиці важливі обидва ці граничні випадки, так як гранична енергія mc^2 дорівнює 0,5 МеВ. Тому електрон є ультра релятивістською частинкою вже при енергії в декілька МеВ.

Порівняємо іонізаційні втрати для електронів та для важких заряджених частинок.

Перш за все зауважимо, що множники перед фігурною дужкою у (2.5.) та в (2.12) однакові. Це означає, що при одній і тій самій швидкості втрати приблизно однакові для однократно заряджених частинок будь-яких мас, у тому числі, наприклад, для протонів і для електронів. Так, при

$\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} = 10$ іонізаційні втрати електрона та протона відрізняються

усього на 5 %. Втрати при одній і тій ж енергії у нерелятивістському випадку, пропорційні масі частинки. Таким чином, втрати для протона низкої енергії приблизно у 2000 разів перевищують втрати для електрона тієї ж енергії. Ця різниця дуже важлива на практиці, особливо для методів реєстрації заряджених частинок. Наприклад, у ядерних фотоємльсіях протон з енергією у 5 МеВ залишає виразний слід, а електрон такої ж енергії практично непомітен. Але при високих енергіях ситуація коренним чином змінюється. Швидкість ϑ наближається до своєї межі c , і вираз перед фігурними дужками у (2.5.) і у (2.12) перетворюється в константу. Залишається суттєвою лише залежність від енергії (чи, що те ж саме, від

$\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$) під логарифмом. Тому іонізаційні втрати для

ультрарелятивістських частинок майже не залежать від енергій частинок, і від їх мас. Наприклад, при енергії 10 ГеВ

$$\frac{(-dE / dx)_{e.l.}}{(-dE / dx)_{\text{прот}}} \approx 2 ,$$

тобто різниця мас у 200 разів змінює втрати всього у двоє разів. Тому релятивістські частинки (наприклад, у бульбашковій камері) важко відрізнити один від одного по товщині треків, так як треки усіх заряджених релятивістських частининок мають практично однакову товщину.

Заряджена частинка, яка рухається з прискоренням, обов'язково випромінює електромагнітні хвилі. Тому заряджена частинка випромінює при зіткненні з частинками речовини, крізь яку вона проходить. Це випромінювання називається *гальмовним*. Втрати енергії частинки на гальмовне випромінювання називають *радіаційним*.

Послідовний релятивістський квантовий розрахунок призводить до наступної простої формули для величини $\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{рад}}$ радіаційних втрат.

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{рад}} = \frac{E}{t_r} , \quad (2.15)$$

де t_r - стала, яка називається *радіаційною довжиною*. Радіаційна довжина залежить від роду речовини. Так, для повітря $t_r = 3,3\text{м}$, для свинця $t_r = 0,5\text{см}$.

Так як згідно (2.15) радіаційні втрати лінійно зростають з енергією, то, починаючи з якоїсь критичної енергії корисно наближене співвідношення

$$\frac{(-dE / dx)_{\text{рад}}}{(-dE / dx)_{\text{іоніз}}} \approx \frac{Z^2 \Gamma(\text{Мэе})}{800} . \quad (2.16)$$

З цієї формули слідує, що радіаційні втрати перевищують іонізаційні при $E \gg \frac{800}{Z} \text{MeV}$. В області енергії, у якій радіаційні втрати є основними, співвідношення (2.15) можливо проінтегрувати та отримати, що енергія електронів високої енергії експоненціально зменшується при проходженні крізь речовину:

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

Радиційні довжини для ряду речовин наведені у таблиці (2.1.)

Таблиця 2.1. Радиційні довжини та критичні енергії для різних речовин

Речовина	Радиційна довжина t (в г/см ²)	$E_{кр}$, (МеВ)	Речовина	Радиційна довжина t (в г/см ²)	$E_{кр}$, (МеВ)
H	63,1	340	Al	24,0	47
He	94,3	220	Fe	13,8	24
C	42,7	103	Cu	12,9	21,5
Повітря	36,2	83	Pb	6,4	6,9

Розглянемо зараз питання про шляхи, які проходить електрон у речовині. При невеликих енергіях, тобто у тій області, де переважають іонізаційні втрати, шлях електрона не буде прямолінійним, оскільки повна релятивіська маса падаючого електрона по порядку величини ще близька до маси атомного електрона. Тому поняття пробігу для електрона даної енергії у даній речовині не є однозначним. Ця неоднозначність ілюструється на рис. (2.2.) та (2.3.) На цих рисунках зображена залежність числа частинок, минулих крізь шар речовини, від товщини цього шару.

Як бачимо, для важких частинок крива цієї залежності спочатку іде горизонтально (усі частинки проходять шар наскрізь), а при товщині, рівної пробігу різко спадає до нуля. Для електронів ця крива повільно падає із збільшенням товщини.

Для електронів вводять дві величини, відповідні пробігу: максимальний пробіг та середній пробіг. *Максимальним* (чи, як іноді кажуть *екстраполірованим*) *пробігом* називається мінімальна товщина шару речовини, в якій затримуються усі електрони. Очевидно, що максимальний пробіг співпадає з повним, звичайно криволінійним шляхом, який електрон проходить у речовині. *Середнім пробігом* називається товщина шару, яку проходить електрон у середньому. На практиці більш зручною величиною є максимальний пробіг. Теоретично розрахувати максимальний пробіг R_{max} важко. Тому для оцінок звичайно користуються таблицями та полуемпіричними формулами. Наприклад, для моноенергетичних електронів з енергіями $E < E_{крит}$ добре діє проста формула

$$R_{\max} = 0,526E - 0,24, \quad (2.17)$$

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

Для практичних цілей важливо знати середньоквадратичний кут $\sqrt{\vartheta^2}$ відхилення електрона від початкового шляху після проходження шару речовини. При проходженні тонких фольг, середній кут відхилення є пропорційним квадратному корню з товщини x фольги та може бути розрахований за формулою

$$\sqrt{\vartheta^2} = \frac{21}{p \cdot \vartheta / c} \sqrt{\frac{x}{t_r}}, \quad (2.18)$$

При проходженні товстих фольг ситуація змінюється. Якісна картина тут така. Спочатку швидкий електрон летить, майже не відхиляючись, але поступово втрачає енергію. Із зменшенням енергії відхилення від початкового напрямку стає більш помітним. Кутовий розподіл електронів у цієї області має гауссовську форму

$$n(\vartheta)d\vartheta \sim \exp\left(-\frac{\vartheta^2}{2\vartheta^2}\right)d\vartheta.$$

При подальшому зменшенні енергії (відповідно зростанню числа зіткнень) відхилення стають настільки потужними та частиними, що електрони “забувають” про початковий напрямок руху та починають рівномірно дифундувати в усі сторони. На цієї стадії середньоквадратичний кут відхилення вже перестає залежати від товщини фольги. Наприклад, для алюмінію цей граничний кут дорівнює 30^0 .

§ 2.4. Проходження γ -квантів скрізь речовину

До γ -випромінювання відносять електромагнітні хвилі, довжина яких значно менше міжатомних відстаней:

$$\lambda \ll a,$$

де a має порядок 10^{-8} см. У корпускулярній картині це випромінювання являє собою потік частинок, називаємих γ -квантами. Нижня межа енергії γ -квантів

$$E = 2\pi h c / \lambda$$

має порядок десятків кеВ. Природньої поверхневої межі енергії немає.

Подібно до заряджених частинок (та у відліку від нейтронів), пучок γ -квантів поглинається речовиною в основному за рахунок електромагнітних взаємодій. Однак механізм цього поглинання суттєво інший. По-перше, γ -кванти не мають електричного заряду та тим самим не підлягають впливу далекодіючих кулонівських сил. Взаємодія γ -променів

з електронами відбувається у областях з радіусом порядку 10^{-11} см, що на три порядки менше міжатомних відстаней. Тому γ -кванти при проходженні скрізь речовину порівнянно рідко зіткаються з електронами та ядрами, але зате при зіткненні, як правило, різко відхиляються від свого шляху, тобто практично вибувають з пучка. Друга особливість γ -квантів полягає у тому, що вони мають нульову масу спокою та, отож, не можуть мати швидкості, відміної від швидкості світла. А це означає, що γ -кванти у середовищі не можуть уповільнюватися. Вони або поглинаються, або розсіюються, причому в основному на великі кути.

Для γ -квантів не існує понять пробігу, максимального пробігу, втрат енергії на одиницю довжини. При проходженні пучка γ -квантів скрізь речовину їх енергія не змінюється, але у результаті зіткнень поступово послаблюється інтенсивність пучка. Опишемо закон, за яким відбувається це послаблення. Позначемо скрізь J монохроматичний потік падаючих частинок, тобто число частинок, минаючих скрізь 1 см^2 у 1 с . У шарі речовини dx , пучок послабшає на величину dJ . Очевидно, що dJ пропорційне потоку та товщині шару:

$$dJ = -\mu J dx. \quad (2.19)$$

У випадку однорідних середовищ, то коефіцієнт μ сталий. Відповідно рівняння (2.19) легко інтегрувати:

$$J = J_0 e^{-\mu x}, \quad (2.20)$$

де J_0 -початкова інтенсивність. Величина μ називається *коефіцієнтом поглинання*. Частино користуються поняттям *масового коефіцієнта поглинання*, рівного μ / ρ , де ρ - густина речовини. При цьому, товщину зручно вимірювати у одиницях $\text{г}/\text{см}^2$. Коефіцієнт поглинання повністю характеризує процес проходження γ -випромінювання скрізь речовину. Він залежить від властивостей середи та від енергії квантів.

Якщо поглинання йде за рахунок кількох різних процесів, то кожному процесу буде відповідати свій коефіцієнт поглинання μ_i , а повний (тобто той, що входить до формули (2.20)) коефіцієнт поглинання буде сумою усіх μ_i :

$$\mu = \sum_i \mu_i. \quad (2.21)$$

Величини μ , μ_i мають розмірність см^{-1} . Якщо коефіцієнт поглинання μ_i , відповідний певному процесу, розділити на число n_i поглинаючих центрів у 1 см^3 , то ми отримаємо повний переріз σ_i даного процесу :

$$\mu_i = n_i \sigma_i. \quad (2.22)$$

Таким чином, для визначення μ треба з'ясувати, які процеси дають суттєвий внесок до загального поглинання і визначити залежність перерізів цих процесів від енергії квантів і від роду речовини.

При розгляданні механізму проходження γ -випромінювання скрізь речовину неможна обмежуватись класичними хвильовими уявленнями об випромінюванні, а приходиться враховувати квантову, корпускулярну природу світла. Квантові властивості стають важливими тому, що довжина хвилі γ -кванта, за визначенням, значно менше відстаней між атомами та електронами.

Послідовний квантомеханічний розрахунок взаємодій γ -квантів з атомами можливо виконати лише на основі квантової електродинаміки. Наведемо результати розрахунків без виводів, а лише з якісними поясненнями. Поглинання γ -випромінювання речовиною в головному відбувається за рахунок трьох процесів: фотоефекту, комптон-ефекту та

народження електроно-позитронних пар у кулоновському полі ядра. У перших двох процесах кванти зіткаються з електронами, в третьому - з ядрами. Зіткнення з електронами переважають при низьких енергіях, а

зіткнення з ядрами - при високих. Підкреслимо, що останній процес входять далеко не всі види зіткнень γ -квантів з ядрами.

Фотоефектом називається процес, при якому атом поглинає γ -квант та випускає електрон. З достатньою для практичних додатків точністю можна вважати, що кожний квант поглинається одним атомним електроном.

Основні особливості фотоефекту пов'язані з тим, що вільний електрон не може поглинути фотон скрізь спільну дію законів збереження енергії та імпульсу. Звідси випливає, що фотоефект найбільш інтенсивно буде йти для γ -квантів з енергіями E , близьким до енергій зв'язку електронів у атомах. При збільшенні енергії переріз повинен різко падати, оскільки електрони стають усе більш і більш схожими на вільні. Енергія зв'язку електрона у атомі тим більша, чим глибше електронна оболонка і чим більш атомний номер Z . Тому фотоефект йде, по-перше, в головному (приблизно на 80%) з найнижшої К-оболонки, а по-друге, тим інтенсивніше, чим більший середній атомний номер Z речовини.

Загальна формула для перерізу σ_f фотоефекту досить складна. Вона призводить до наступної залежності перерізу від енергії кванта і від атомного номера речовини. Переріз пропорційний Z^5 , тобто дуже сильно зростає при переході до важких елементів. При енергіях, не набагато більших енергії зв'язку атомних електронів, переріз $\sigma_f(E)$ є пропорційним $E^{-3,5}$, тобто дуже швидко зменшується з ростом енергії. При енергіях, набагато перевищуючих енергії зв'язку, цей переріз спадає повільніше, приблизно як E^{-1} . Нарешті, в області атомних енергій зв'язку переріз змінюється стрибкоподібно. Наприклад, переріз має різкий максимум трохи вище енергії зв'язку, К-електронів, оскільки нижче цієї енергії К - електрони перестають приймати участинь у фотоефекті внаслідок принципу заборони по енергіям. У області атомних енергій зв'язку переріз фотоефекту дуже великий зрівняно з перерізами других процесів. Наприклад, для алюмінію $\sigma_f \approx 6 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ при $E=1 \text{ кеВ}$ и $\sigma_f = 6 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2$ при $E=0,1 \text{ кеВ}$.

Тому фотоефект є переважним механізмом поглинення при низьких енергіях. В той же час, при високих енергіях його роль стає незначною. Графіки залежності перерізу фотоефекту від енергії для різних матеріалів наведені на рис. 2. Відзначимо, що реакція фотоефекту має енергетичний поріг, рівний енергії зв'язку останнього електрона. Тому при низьких енергіях квантів енергія електрона дорівнює

$$E_e = E - I, \quad (2.23)$$

де I - іонізаційний потенціал атома.

Із збільшенням енергії квантів фотоелектричне поглинання відходить на другий план, поступаючи містом комптон-ефекту. Комптон-ефект як механізм поглинання стає суттєвим у області енергій, значно перевищуючих середню енергію зв'язку електрона з атомом. Тому при розрахунку перерізу комптон-ефекта електрони з достатньою для практичних цілей точністю можна рахувати вільними.

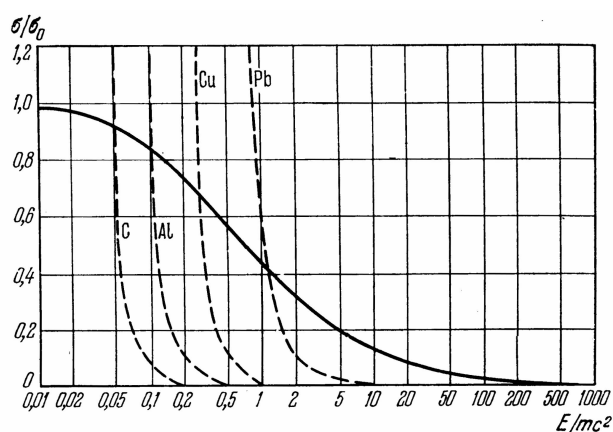


Рисунок 2.2. Повні перерізи комптон-ефекту (суцільна лінія) та фотоелектричного ефекту (пунктирні лінії) для різних речовин

$$\sigma_0 = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 = 6,65 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2.$$

На рис. 2.2. зображений графік залежності повного перерізу σ_c комптон-ефекта від енергії разом із графіками перерізів фотоелектричного ефекта на різних речовинах. Тут видно, як із збільшенням енергії кванта комптон-ефект стає переважним механізмом поглинання.

Переріз σ_c , явно, не залежить від заряду ядра. Коефіцієнт поглинання μ_c за рахунок комптон-ефекту по визначенню дорівнює добутку σ_c на число електронів у одиниці об'єму речовини:

$$\mu_c = NZ\sigma_c, \quad (2.24)$$

де N - число атомів у одиниці об'єму. Із (2.24) маємо, що масовий коефіцієнт для комптонівського поглинання у першому наближенні не залежить від роду речовини. Комптонівське розсіяння на ядрах зневажно мале із-за того, що у ядер дуже малий їх "класичний електромагнітний радіус" $Z^2 e^2 / M_{\text{ядер}} c^2$.

Процес народження електронно-позитронних пар у полі ядра полягає у тому, що квант поглинається, а народжуються та вилітають електрон та

позитрон. При цьому електрон отримує деякий імпульс віддачі. Погоджений з експериментом квантовоелектродинамічний розрахунок показує, що поглинання фотона та народження пари відбувається не усередині ядра, а поблизу нього у області, яка має розмір порядку комптоновської довжини хвилі електрона. Передача імпульсу віддачі ядру відбувається безпосередньо скрізь кулонівські поля. Без передачі імпульсу стороньому тілу перетворення фотона у електронно-позитронну пару заборонено законами збереження енергії-імпульсу.

Так як маса фотона дорівнює нульові, то перетворитися у пару він може, тільки мають енергію, яка більше суми енергій покою електрона та позитрона $2mc^2 = 1,02 \text{ MeV}$. Тому переріз σ_{π} народження пар дорівнює нульові при $E < 2mc^2$. Вище пороговій енергії перерізу поступово зростає, а при дуже великих (порядка $10^3 mc^2$) енергіях практично прямує до константи:

$$\sigma_{\pi} \approx 0,08Z^2 r_0^2 \quad (E \gg mc^2). \quad (2.25)$$

Оскільки переріз фотоефекту та комптон-ефекту у області високих енергій зменшуються практично до нуля, то народження пар стане тут головним механізмом поглинання γ -випромінювання. Пропорційність перерізу величині Z^2 має місце практично при всіх енергіях.

Електронно-позитронні пари можуть народжуватись фотонами у кулонівському полі не тільки ядра, але і електрона. Однак останній процес призводить до значно слабшого поглинання γ -випромінювання скрізь малість відповідного перерізу (для електрона $Z = 1$), незважаючи на те, що електронів у речовині більше, ніж ядер.

Повний коефіцієнт поглинання μ γ -випромінювання у речовині є сума коефіцієнтів поглинання за рахунок усіх можливих механізмів. Тому, якщо прийняти до уваги, розглянуті нами три головних механізми, маємо

$$\mu = \mu_f + \mu_c + \mu_{\pi} . \quad (2.26)$$

При переході до перерізів треба врахувати, що для фотоефекта та народження пар розсіючими центрами є атоми, у випадку комптон-ефекту - електрони. Тому

$$\mu = N\sigma_f + NZ\sigma_c + N\sigma_{\pi} , \quad (2.27)$$

де N - число атомів у одиниці об'єма речовина.

Як витікає з попереднього аналізу, перший доданок у (2.26) переважає при низьких енергіях, другий - при середніх (декілька МеВ), а третій - при високих. Тому сумарний коефіцієнт поглинення має мінімум в області, де відповідний внесок від комптонівського розсіяння є найбільшим. Цей мінімум особливо різко виражений для важких елементів, так як величини μ_f , μ_π пропорційні відповідно Z^5 та Z^2 , а μ_c пропорційне Z . На рис. 4 наведені графіки повних коефіцієнтів поглинення для алюмінію, міді, олова та свинця. Пунктиром для свинця наведено графіки коефіцієнтів μ_f , μ_c , μ_π в окремоті. У важливій для практики області енергії від двох до десяти МеВ комптон-ефект є переважним, так що коефіцієнт поглинення пропорційний числу електронів у одиниці об'єму, тобто густині речовини. Тому і для γ -квантів товщини поглиначів частинно вимірюються в г/см^2 . Відповідно, використовується визначення масового коефіцієнта поглинення

$$\mu_m = \mu / \rho$$

В межах розглянутої області енергій масовий коефіцієнт поглинення приблизно однаков для усіх речовин, а захищені стінки з будь-яких матеріалів еквівалентні при одній і тій же товщині, вираженої в г/см^2 .

Повний коефіцієнт поглинення γ -квантів, яка вимірюється, можна визначити, користуючись формулою (2.20). Крім того, знаючи коефіцієнт поглинення та за допомогою даних, наведених на на Рис. 3, можливо визначити енергію монохроматичного пучка γ -квантів. Так як одному й тому ж значенню коефіцієнта поглинення можуть, наприклад, відповідати дві різні енергії, то вимірювання необхідно проводити на двох різних матеріалах.

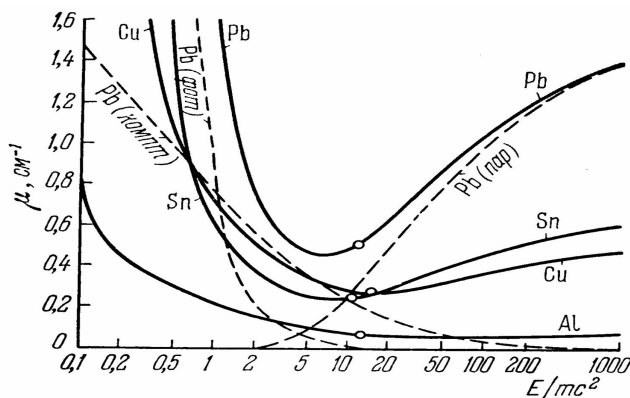


Рисунок 2.3. Залежність коефіцієнту μ поглинення фотонів від енергії у різних речовинах.

Слід також враховувати, що для застосовності формули (2.20) необхідно, щоб розміри поглинача

були малі у порівнянні з відстанями від поглинача до джерела та до детектора. Крім того, навіть в умовах підбраної геометрії експерименту формула (2.20) може порушуватися за рахунок різних процесів та ефектів, які ми не маємо змоги тут обговорювати, але які у широкому класі задач мають другорядний характер. Ми розглянемо їх у наступному параграфі.

§ 2.5. Інші механізми взаємодії ядерних частинок з речовиною

У попередніх параграфах були викладені основні механізми взаємодії заряджених частинок та γ -квантів з речовиною. На практиці в переважній більшості випадків саме цими механізмами визначається процес проходження частинок. Однак в окремих випадках важливими можуть бути деякі інші механізми. Частини виявляються суттєвими різного роду другорядні процеси, супроводжуючі проходження.

Заряджені частинки, проходять крізь речовину, відчувають кулонівські зіткнення не тільки з електронами, але й з ядрами. Ядерні кулонівські втрати у декілько тисяч разів менш іонізаційних. Однак іноді цей малий ефект може виявитися суттєвим внаслідок його якісного своєрідності. Саме внаслідок великої маси ядра кулонівське розсіяння на ньому може йти на великі кути (навіть назад). Резерфорд в своїх класичних дослідках саме по кулонівському розсіянню K -частинок назад зробив висновок про існування атомних ядер.

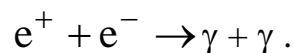
Протони, піони та більшість інших заряджених частинок, крім електронів та мюонів, починаючи з енергій 20-30 MeV здатні вступати у сильну взаємодію з ядрами. Внаслідок короткодії ядерних сил зіткнення з

їх участинью відбуваються у $Z \left(\frac{R_{\text{атомн}}}{R_{\text{ядерн}}} \right)^2$, тобто приблизно у 10^{12} разів

рідше кулонівських зіткнень з електронами. З другого боку, якщо при одиничному кулонівському зіткненні з електроном частинка лише втрачає малу енергію, то при ядерному зіткненні вона майже завжди вибуває з пучка (або розсіюється на великий кут, чи поглинається, чи перетворюється у другу частинку). Тому при проходженні пучка адронів високої (>20 MeV) енергії скрізь речовину зменшується не тільки енергія первинних частинок, але і щільність їх числа. Відповідне зменшення потоку описується коефіцієнтом поглинення $\mu_{\text{ядерн}}$. Величина $\mu_{\text{ядерн}}^{-1}$ у твердих тілах та рідинах має порядок десятків сантиметрів. Це означає, що у середньому частинка проходить у речовині десятки сантиметрів,

відчуваю головним чином іонізаційне гальмування. Ця обставина робить можливим розгляд дії приладів для реєстрації частинок без урахування ядерних взаємодій реєструємих заряджених частинок. З другого боку, при розрахунках радіаційного захисту скажімо для релятивістських прискорювачів і космічних кораблів урахування ядерних взаємодій необхідне.

При проходженні позитронів скрізь речовину у доповнення до іонізаційних та радіаційних втрат виникають анігіляційні втрати за рахунок двофотонної анігіляції позитронів з електронами речовини



Анігіляційні втрати зрівняно невеликі. Вони характерні тим, що призводять до створення анігіляційних квантів навіть у тої області енергій налітаючих частинок, де гальмовне випромінювання внаслідок гальмування практично відсутнє.

Швидкість світла c' у середовищі визначається формулою

$$c' = \frac{c}{n} , \quad (2.28)$$

де n - показник заломлення. Так як $n > 1$, то частинка високої енергії у середі може рухатися швидше світла. Така зверхсвітова частинка, якщо вона заряджена, буде випромінювати світло навіть при неприскореному руху.

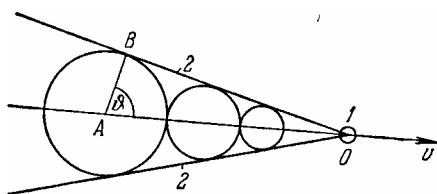


Рисунок 2.4. Черенківське випромінювання
1 - “Зверхсвітова” частинка,
2 - фронт випромінюваної хвилі.

Причина виникнення Черенківського випромінювання та сама, що й причина генерування хвиль на воді від пароходів чи ударної хвилі у повітрі від кулі.

Фронт хвилі Черенківського випромінювання (Рис. 2.4) є обвідною сферичних хвиль, випромених частинкою. Цю обвідну можливо

провести тільки у тому випадку, якщо частининка рухається зі швидкістю ϑ , яка більша за швидкість $c' = c/n$ світла у середовищі. Таким чином, при $\vartheta < c/n$ Черенківське випромінювання відсутнє. Кут ϑ , під яким випромінюється Черенківське випромінювання, легко знайти з трикутника АВО (Рис. 4):

$$\cos \vartheta = \frac{AB}{AO} = \frac{c}{\vartheta n}. \quad (2.29)$$

Втрати енергії частининки на Черенківське випромінювання (зрозуміло, ці втрати повинні міститися у знайдених нами раніше іонізаційних втратах) мають той же порядок, що і радіаційні. По куту ϑ розповсюдження випромінювання можливо із застосуванням (2.29) визначити швидкість частининки.

Гамма-кванти з енергією приблизно від десяти МеВ та вище можуть вступати до непружної взаємодії з ядрами, вибиваючи з них протони, нейтрони та інші частининки. Цей процес (ядерний фотоэффект) вносить малий внесок в сумарний коефіцієнт поглинення, але тут виникають другорядні нуклони.

При випромінюванні електронів виникає щільний другорядний потік γ -квантів, які летять переважно вперед. Так як проникаюча здатність γ -випромінювання значно вище проникаючої здібності електронів, то це випромінювання необхідно приймати до уваги, наприклад, при розрахунку систем захисту.

При дуже високих енергіях первинних електронів чи γ -квантів (1 ГеВ та вище) виникає нове явище електронно-позитронні (чи м'які) зливи. Злива розвиває наступним образом. Первинна частининка, наприклад, електрон, галумуючись у полі ядра, випромінює γ -квант високої енергії. Цей квант народжує електронно-позитронну пару на другому ядрі. Електрон і позитрон цієї пари в свою чергу породжують по одному гальмовному кванту та т. п. У результаті енергія первинного електрона розподіляється між великою кількістю другорядних електронів, позитронів та квантів. Нарешті, енергії окремих електронів та позитронів зменшується настільки, що іонізаційні втрати починають переважати над радіаційним, після чого злива припиняється. Усі компоненти зливи летять практично у тому ж напрямку, що і первинна частининка, внаслідок ультрарелятивістського характеру процесу. При наявності злив потік частинок, потрапляють у речовину, спочатку різко підсилюється і, тільки минуючи деяку відстань, починає зменшуватися.

Внаслідок ядерної взаємодії важких заряджених частинок з ядрами виникає велика кількість другорядних частинок. При енергії падаючої частинки від 20 МеВ приблизно до десятків - сотень ГеВ другорядними частинками в основному є нуклони. При більш високих енергіях другорядний пучок в основному складається з піонів. Усі ці другорядні частинки (особливо нейтрони) сильно ускладнюють розрахунок ефективного радіаційного захисту.

§ 2.6. Іонізуюча дія ядерних випромінювань та наведена активність.

Дія ядерного випромінювання на речовину складається з наступних процесів. По-перше, рухаючись частинки, зіткнувшись з електронами, вибивають їх, викликають у речовині іонізацію (іноді збудження) атомів. По-друге, налітаючі частинки достатньо високих енергій при неупружному ядерному зіткненні з ядрами можуть частинково руйнувати ядра, наприклад, вибиваючи з них протони та нейтрони. Це веде до появи у речовині нових ізотопів, у тому числі нових елементів. Ці нові ізотопи частинно виявляються радіоактивними. Внаслідок у речовині виникає *наведена активність*. По - третє, при вибиванні електронів у багатьох речовинах, особливо органічних, можуть руйнуватися чи, навпаки, виникати різні хімічні зв'язки, що призводить до змінення хімічної структури речовини. У-четвертих, при пружних зіткненнях налітаючих частинок з ядрами атоми речовини вибиваються із своїх положень у кристалевій ґратці у другі вузли чи у міжвузілья. В результаті у ґратці утворюється різного роду дефекти, які впливають на фізичні властивості кристалів.

Розглянемо іонізацію речовини під дією заряджених частинок. Кулонівська взаємодія частинок з електронами речовини в основному відбувається на зрівняно великих (порядка міжатомних) відстанях. Тому за одиничне зіткнення електрону у середньому передається доволі мала енергія, яка має порядок 10 еВ. Ця енергія, як правило, достатня для вибивання електрона тільки із зовнішньої атомної оболонки. Електрони внутрішніх оболонок, отримавши таку енергію, тільки збуджуються. Внаслідок цього, а також із-за великого розкиду передаваних енергій навколо середнього значення, не кожне зіткнення з електроном веде до іонізації атома.

Розрахунок іонізаційної здібності заряджених частинок доволі складний. У випадку повітря він дає наступний просто формулюєий результат: у повітрі пролітаюча заряджена частинка у середньому утворює

одну пару іонів протилежного знаку на 33 еВ втрат. Так що, наприклад, к-частининка з енергією 5 МеВ, гальмуясь у повітрі, утворює $5 \cdot 10^6 / 33 = 150000$ пар іонів. Іонізаційна здібність частинок у других серед,овищах приблизно така ж, як і у повітрі.

Гамма-кванти, проходячи скрізь речовину, передають свою енергію електронам. Тому їх іонізаційна здібність приблизно така ж, як і у заряджених частинок. Але проникаюча здібність γ -випромінювання дуже велика. Тому при опромінюванні зарядженими частининками іонізується лише тонкий поверхневий шар речовини, а при опроміненні γ -квантами - вся товща речовини.

Виникнення наведеної активності обумовлено ядерними реакціями. Ці реакції звичайно супроводжуються цілим рядом факторів. По-перше, реакції вибивання протона чи нейтрона з ядра електроном чи γ -квантом сильно ендотермічні, їх пороги мають порядок 10 МеВ. Нижче поріга реакції не йдуть, і наведена активність не виникає. Але навіть вище порога перерізи реакцій, викликаємих електронами і γ -квантами, дуже малі внаслідок слабкості електромагнітної взаємодії.

Для протонів і α -частинок пороги ядерних реакцій можуть бути і не дуже великими. Але в цьому випадку при низьких (приблизно до 10 МеВ) енергіях реакції, особливо на важких ядрах, не йдуть скрізь кулонівський бар'єр, який перешкоджує частинці підійти упритул до ядра. Тому протони і α -частининки створюють помітну наведену активність лише при порівняно високих енергіях.

При радіоактивних розпадах із ядер вилітають α -частининки, електрони, позитрони та γ -кванти. Енергія радіоактивних випромінювань звичайно не перевищує декількох МеВ, таким чином: радіоактивні випромінювання не створюють другорядної радіоактивності.

Наведена активність - небезпечне і явище, так як вона отрує матеріал та ускладнює роботу з ним. У дослідних роботах по ядерним реакціям явище наведеної активності частинно використовують для ідентифікації і вивчення виходу різних реакцій.

§ 2.7. Проходження важких позитивно заряджених частинок скрізь монокристали

Проходження важких позитивно заряджених частинок скрізь монокристали відрізняється від проходження крізь аморфні і полікристалеві середовища тільки для частинок, рухаючихся під малими кутами до кристалографічним вісям низшого порядку. Це відрізнєння в

першу чергу у тому, що у частинок, рухаючихся вздовж цих вісей, різко зменшуються іонізаційні втрати енергії і різко зростають пробіги. Рис. 5 і 6 ілюструють це ствердження. На Рис. 2.5 зображена залежність числа протонів, які проходять крізь монокристальну плівку золота, від кута повороту монокристалу відносно напрямку пучка налітаючих протонів. Як бачимо з рисунку, якщо напрямок пучка співпадає з напрямком кристалографічних вісей, то число протонів, що проходять скрізь монокристал різко зростає. На Рис. 2.6 наведений енергетичний розподіл протонів, які проходять скрізь тонку платівку монокристалу кремнію. Видно, що якщо протони рухаються вздовж вісі (діагональ грані куба), то їх іонізаційні втрати у середньому сильно зменшуються.

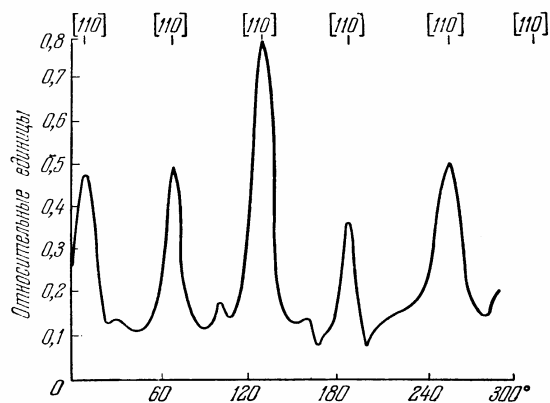


Рисунок 2.5. Залежність числа протонів, які проходять крізь монокристальну плівку золота, протонів від орієнтації плівки відносно протонного пучка
Зверху вказані міллерівські індекси кристалографічних вісей.

Енергія протонів дорівнює 75 кеВ.

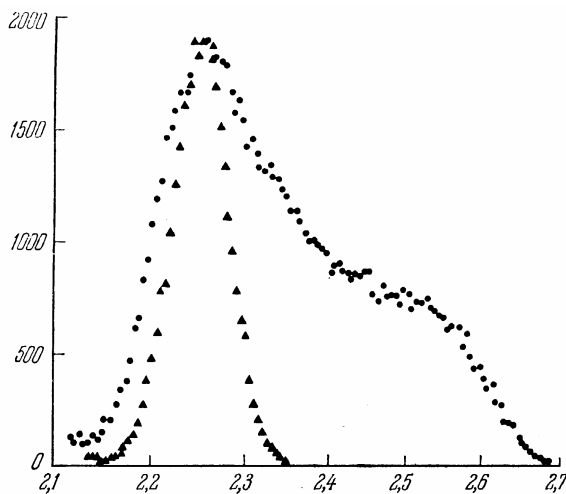


Рисунок 2.6. Енергетичні спектри протонів, минулих скрізь тонку платівку кремнію.

Енергія протонів дорівнює 3 МеВ.

Данні, відзначенні значком Δ , відповідні напрямку протонного пучка, відмінному від напрямку кристалографічних вісей, відзначенні значком \bullet -

напрямку протонного пучка, співпадаючому з віссю. По вертикальній вісі відкладено число протонів, які пройшли півкі, по горизонтальній - їх енергія в МеВ.

Крім іонізаційних втрат, у частинок, рухаючихся вздовж вісей, різко зменшується вихід характеристичного рентгенівського випромінювання, випроміненого атомами монокристалу у результаті вибивання частинкою електронів з К - і L-оболонки, а також ймовірність вступити у ядерну реакцію.

На Рис. 2.7 зображена залежність виходу резонансної реакції (ρ, γ) на ядрі ізотопу алюмінію ${}_{13}\text{Al}^{27}$ ($E_p = 405$ кеВ) від кута між напрямком пучка і віссю монокристалу алюмінію.

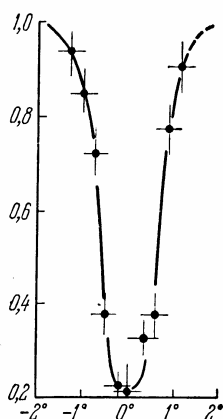


Рисунок 2.7. Залежність виходу γ -квантів у резонансній реакції (ρ, γ) у моно-кристалі алюмінію від кута між напрямком пучка протонів та віссю .

§ 2.8. Дія ядерних випромінювань на структуру речовини

Енергія потрапляючих у речовину заряджених частинок і γ -квантів у основному витрачається на іонізацію і збудження атомів. Іонізація у кінцевому підсумку веде до нагріву речовини і не визиває у ньому необоротних змінень. Однак деяка, цілком помітна частинка загальної енергії потоку заряджених частинок чи γ -квантів, рівно як і значна доля енергії потоку нейтронів, витрачається на необоротне змінення структури речовини. Сукупність цих змін називається *радіаційним пошкодженням*.

Зміни структури твердого тіла під дією ядерного випромінювання обумовлений наступними механізмами.

а) ударним вибиванням атомів з кристалевої ґратці. Зарядженні частинки та нейтрони вибивають атоми безпосередньо, а γ -кванти - скрізь проміжні фотоелектрони або комптоновські електрони. Це вибивання супроводжується різноманітними і багатоступенчатими повторними процесами.

б) появою у ґратці нових атомів за рахунок падаючих важких частинок, а також за рахунок ядерних реакцій з можливими послідовними розпадами продуктів реакції. Такого роду явища як правило, суттєві тільки при опромінюванні нейтронами і практично відсутні при опроміненні електронами і γ -квантами з енергіями до 10-15 MeV. Нейтрони інших енергій захоплюються ядрами, до того ж нові ізотопи частино бувають β -активними. В результаті розпаду цих ізотопів у кристалі утворюються доміжкові атоми. В матеріалах, які діляться різноманітні домішкові атоми виникають також в результаті каскадного β -розпаду уламків поділу. Зокрема, серед продуктів поділу помітну долю складають інертні гази криптон і ксенон. При інтенсивному опромінюванні в реакторі ці гази виділяються у дуже помітних кількостях, що приводить до пористості і набухання матеріалів.

в) дією на ґратку через іонізацію. Так, негативний іон у іонному кристалі (наприклад іон хлору у кристалі NaCl) при вибиванні з нього двох електронів стане позитивним і сам “вистрибне” із свого місця в решітці. Кінцевий результат такого ступенчатої дії - той ж, що й при прямому вибиванні атома.

Усі ці процеси призводять до створення дефектів решітки, т.т. до зміненню мікроструктури кристалу. При достатньо потужному опроміненні за рахунок цих дефектів помітно змінюються і різноманітні макроскопічні властивості тіла - механічне і теплове. Змінення решітки впливає і на структуру електронних енергетичних зон, т.т. на електричні і оптичні властивості.

Розглянемо механізм пружнього вибивання. Для того щоб вибити атом з його положення у кристалічній решітці, йому треба передати енергію вище деякої порогової E_d , яка представляє собою різницю енергій зв'язку у нормальному положенні і у міжвузлях. Експериментально енергія E_d визначається за мінімальною енергією електронного пучка, необхідної для утворення точечних дефектів кристалевої решітки. Величина E_d має порядок десятків eV (для Cu $E_d=22$ eV, для Fe $E_d=24$ eV, для алмазу $E_d=80$ eV). При пружньому зіткненні налітаюча часка не може передати атому усю свою енергію з-за ефекту віддачі. З законів збереження енергії та імпульсу у використанні до пружнього удару слідує, що максимальна

енергія E_m , яку налітаюча частининка енергії E і маси M_1 може передати атому маси M_2 , для нерелятивістських налітаючих частинок визначається за формулою

$$E_m = \frac{4M_1M_2}{(M_1 + M_2)^2} E, \quad (2.30)$$

а для релятивістських - за формулою

$$E_m = 2EM_2 \cdot \frac{2M_1c^2 + E}{(M_1 + M_2)^2 c^2 + 2M_2E} \quad (2.31)$$

При $M_1=0$ формула (2.31) може бути застосована для розглядання зіткнень γ -кванту з атомом. Під E_m , E у формулі (2.31) розуміють релятивістські кінетичні (не повні) енергії (γ) відповідних частинок. При зіткненні частинок ядерних випромінювань з атомами практично завжди $M_2 \gg M_1$. Тому з (2.30), (2.31) слідує, що для вибивання атомів енергія налітаючих частинок повинна набагато перевищувати E_d , особливо якщо ці частининки лехкі. Наприклад, навіть така важка частининка, як нейтрон, яка має енергію 2 МеВ, може передати при пружньому зіткненні атому вуглецю не більш 0,5 МеВ, а атому урану - не більш 0,033 МеВ. Електрон тієї ж енергії може передати вуглецю не більш 1 кеВ, а урану - не більш 0,05 кеВ. Для γ -кванту тієї ж енергії відповідні цифри у три рази менш, чим для електрону.

Для того щоб вибивання атомів йшло з помітною інтенсивністю, необхідно, щоб ефективний переріз вибивання був не дуже малий по зрівнянню з перерізами інших конкуруючих процесів. Для нейтронів цей переріз має порядок декількох *барн* (у області енергій, достатніх для вибивання) і цілком порівнянно з перерізами конкуруючих непружних процесів. Для електронів переріз вибивання має порядок десятків *барн*, але перерізи збудження та іонізації електронів (у перерахунку на один атом) мають значно велику величину. Для γ -квантів в цікавій для практиці області енергії у декілько МеВ найбільший переріз має процес утворення комптоновських електронів. Тому при γ -опроміненні атоми вибиваються з решітки в основному комптон-електронами. Але якщо електронний пучок

утворює вибиті атоми тільки у поверхнівому шарі, тоді γ -випромінення вибиває атоми по всьому об'єму речовини.

Якщо енергія вибитого атома помітно перевищує E_d , то він здатен вибити з решітки другий атом. Таким чином, в результаті одного первичного зіткнення у кристалі можуть виникнути декілька вибитих з решітки атомів (Рис. 2.8). Для орієнтації вкажемо наступні теоретичні оцінки для міді. При зіткненні нейтрона енергії 0,42 МеВ з атомами в результаті вторичних зіткнень в середньому виникає 328 зміщених атомів. Заряджена частинка - дейтрон - з енергією 9 МеВ за одне зіткнення утворює у середньому 6,2 зміщених атомів.

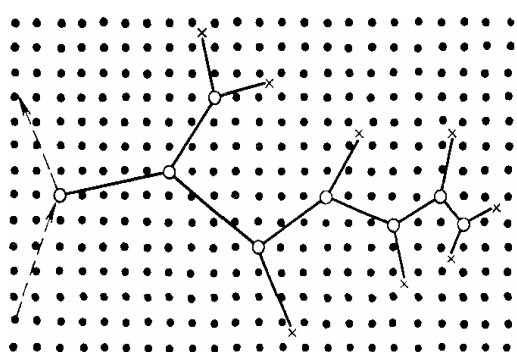


Рисунок 2.8. Схема утворення зміщених атомів під дією опромінювання

Пунктирною лінією зі стрілкою зображена траєкторія руху швидкої частинки; суцільною лінією - траєкторії зміщених атомів; колом **O** та хрестиком **X** позначені відповідно вакансії та впровадженні в міжвузля атоми.

Зміщені атоми іонізовані. Тому вони швидко гальмуються в речовині і зупиняються в міжвузлях. В результаті у кристалі утворюються два види точечних дефектів решітки - вакантні узли і атоми в міжвузлях. В деяких кристалах зміщений атом може зупинитися в "чужому" вузлі, вибиваючи відтиля свого попередника. Такі заміщаючі зіткнення також змінюють властивості багатоатомних кристалів. При достатньо потужному і тривалому опромінюванні щільність дефектів може зрости до такої ступені, що наступить повне руйнування кристалічної структури. Таке явище спостерігається в деяких уранових та торієвих рудах: вилітаючі з урана або торія α -частинки поступово руйнують ґратку і взагалі переводять її в колоїдоподібне, так званий метаміктний стан. Метаміктні мінерали зовнішньо зберігають кристалічний облік, але за своїми властивостями являються аморфними речовинами. Вони ізотропні за оптичними, механічними та іншими властивостями, дають раковинний злам. Стійкість ґратки відносно дії опромінювання дуже залежить від її міцності. Так, при опроміненні дозою 10^{21} швидких нейтронів на 1 см^2 ґратка кварцу в значній мірі руйнується, а решітка алмазу майже не змінюється. Деякі кристали під дією опромінювання змінюють тип ґратки.

Наприклад, монокліна двоокись ZrO_2 під дією нейтронного опромінення переходить в кубічну модифікацію.

В процесі каскадного пружнього вибивання вилітаючих атомів вони відчують велику кількість зіткнень, яких недостатньо для вибивання, але які приводять до збудження коливань багатьох атомів. Це призводить до короткочасного локального перегріву, який називають *тепловим піком*. Розмір і час життя теплових піків дуже малий (відповідно десятки ангстрем і десятки долі наносекунди), але температура звичайно перевищує температуру плавлення. Тому в області теплового піку відбувається частининковий отжиг (рекомбінація) точечних дефектів, а також прискорюються процеси дифузії. Особливо великі теплові піки, які визиваються уламками поділу в матеріалах які діляться.

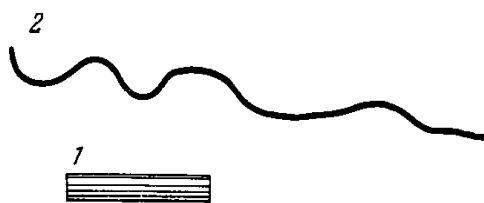


Рисунок 2.9. Змінення монокристалу урану під дією опромінювання:
1 - монокристал перед опромінюванням,
2 - після опромінювання.

Другий супроводжуваний вибивання ефект полягає у тому, що атом, який зміщується перед зупинкою, (коли переріз взаємодії з іншими атомами різко збільшується) може передати свою енергію відразу великій кількості атомів. В результаті велика кількість атомів залишає своє місце в ґратці. Це явище називається *піком зміщення*. Виникнення піка зміщення з послідуною його релаксацією приводить до сильного перемішування атомів. В наслідок чого, втрачається багато точечних дефектів, але виникають більш складні дефекти, наприклад, дислокаційні петлі.

Розглянемо тепер, як впливають змінення ґраток під впливом опромінення на макроскопічні, механічні та теплові властивості твеердого тіла.

Під дією великих доз опромінювання змінюється густина кристала, а при низької симетрії - ґратка та геометрична форма. Вкажемо, що під дією інтегрального за часом потоку 10^{20} реакторних нейтронів на 1 см^2 густина кварцу знижується на 15%. У якості прикладу сильно і різко анизотропно змінюючогося матеріалу можна привести альфа-модифікацію урану, яка має досить низьку ромбічну симетрію. Монокристал такого урану під дією опромінювання в реакторі стискається в одних напрямках і розширюється в других, причому розміри можуть змінюватися у двічі (Рис. 2.9)

Опромінювання сильно впливає на механічні властивості матеріалів.

Звичайно матеріал зміцнюється скрізь те, що виникаючі під впливом опромінення дефекти гальмують рух дислокацій. Модуль пружності зростає, руйнування замість пластичного стає крихким. Ці зміни ілюструються на Рис. 2.10 графіками деформація – напруг для маловуглецевої сталі при опромінюванні її різними потоками нейтронів.

Радіаційні іонні зміни механічних властивостей доволі стійкі. Їх можна знищити тільки відпалом при температурі порядку температури рекристалізації.

На створення вакансій і атомів в межузіллях витрачається доволі значна енергія. При великих дозах опромінення ця так звана прихована енергія стає великою у макроскопічному масштабі. Наприклад, після опромінення дозою $3 \cdot 10^{21}$ нейтрон/см² утворюється прихована енергія 620 кал/моль. Ця енергія виділяється при відпалюванні. У деяких випадках спостерігається самодовільне виділення прихованої енергії, яке приводить до саморозігріву матеріалу.

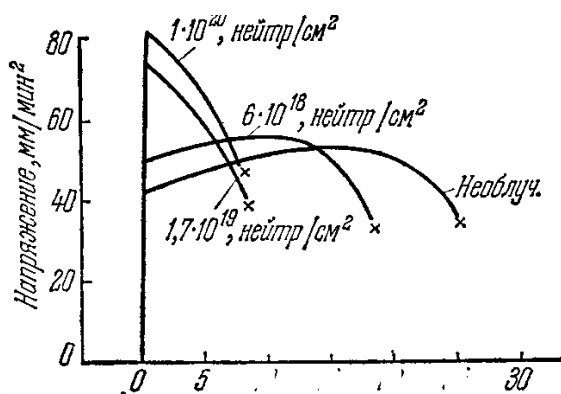
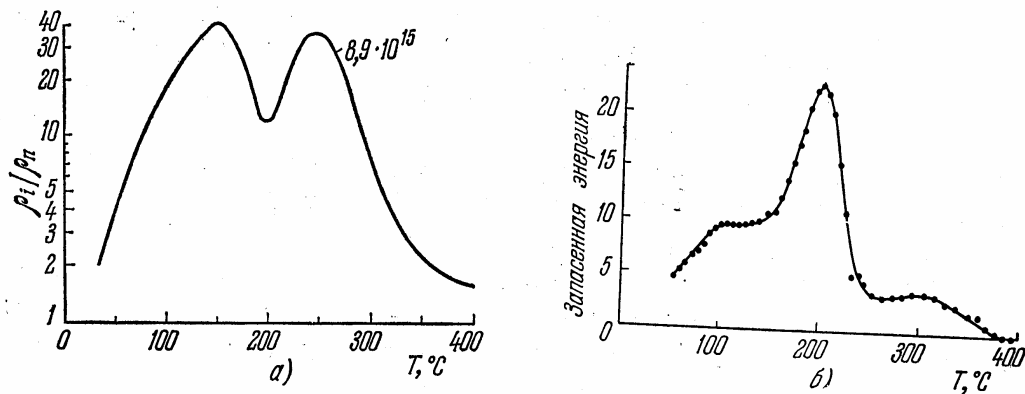


Рисунок 2.10. Змінення технічної кривої розтягу маловуглецевої сталі після опромінення нейтронами.

Цифри над кривими вказують інтегральний за часом потік нейтронів через 1 см².

У металах при опромінюванні зростає остаточний (т. т. не залежне від температури) електричний опір. Електропровідність діелектриків після опромінення в одних випадках зростає, в других - падає. Збільшенню електропровідності сприяє зростання числа іонних носіїв току. Але якщо після опромінення з'являються складні комплекси дефектів, тоді носії починають застрягати у цих комплексах, що знижує електропровідність. Непрямим підтвердженням справедливості цих механізмів являються два графіка (Рис. 2.11), на яких наведені температурні залежності питомого опіру та запасеної прихованої енергії для повареної солі, опроміненою дозою $8,9 \cdot 10^{15}$ протонів на 1 см² з доволі високою енергією 350 МеВ. Збільшення опіру при підході до першого максимуму відповідає утворенню комплексів дефектів. Падіння опіру після першого максимуму відповідає їх розпаду. Виникаючи у результаті розпаду дефекти (зокрема, вакансії) активно беруть участь у електропровідності. Опір знижується. У

мінімумі опіру прихована енергія досягає різкого максимуму - у окремих дефектах енергії більше, ніж у комплексі. Далі починається відпалювання дефектів. Число носіїв падає. Опір зростає. Нарешті, після проходження другого максимуму починає падати роль дефектів у загальному балансі механізму електропровідності. В результаті відносний (не абсолютний) опір починає наближатися до одиниці, тобто зменшуватися. Більш складно розібратися у дії на електропровідність нейтронного опромінення. Нейтрони, які поглинаються, внаслідок радіаційного захвату (n, γ), утворюють β - та γ -активні ядра. Радіоактивні ядра, які знаходяться на поверхні, іонізують оточуюче повітря, роблячи його провідником. Виникаюча поверхнева провідність сильно викривлює загальну картину електропровідності.



Рисинок 2.11. Залежність від температури а) відношення питомого опіру ρ_i ; опромінення кристала NaCl до питомого опіру ρ_n неопроміненого та б) запасеної енергії (у відносних одиницях) при опроміненні дозою протонів у $8,9 \cdot 10^{15}$ частинок з енергією 350 MeV.

У неметалах після опромінення знижується теплопровідність за рахунок розсіяння фотонів на дефектах.

Виникнення дефектів у кристалічних ґратках змінює структуру електронних рівней, що призводить до змінення оптичних та електричних властивостей кристала. Ці зміни суттєві для діелектриків та напівпровідників, але не для металів, в яких є велика кількість електронів. Останні, з одного боку, практично не схильні до дії точечних дефектів решітки, а, з іншого - визначають електричні та оптичні властивості кристала.

Ми розглянули безпосередню залежність від ґратки електропровідності діелектриків після опромінення. Для роботи ізоляторів в умовах опромінення і для деяких інших питань важливо знати

електропровідність діелектрика за час опромінювання. Ця радіаційна електропровідність детально вивчена для дії γ -випромінювання з радіоактивних джерел і реакторів. Виявилось, що при напругах, достатньо далеких від пробою, радіаційна електропровідність лінійно зростає з інтенсивністю опромінення. Цей результат природний. Опромінення безперервно утворює вільні електрони за допомогою фотоефекта і комптон-ефекта, причому число електронів, які утворюються за одиницю часу, пропорційне інтенсивності опромінення.

Особливо сильно впливає опромінення на електричні властивості напівпровідникових матеріалів. Це зрозуміло, так як дія вакансій і атомів в міжвузлях в багатьох випадках східно з дією домішкових атомів, а електропровідність напівпровідників, як відомо, дуже чутлива навіть до дуже малих (соті долі відсотка і навіть менше) домішок. Головна і дуже шкідлива для технічних додатків дія опромінення на напівпровідники полягає у тому, дефекти, що з'являються під впливом опромінення, утворюють нові електронні енергетичні рівні в забороненій зоні. Ці рівні є уловлювачами для носіїв зарядів. Дефекти-уловлювачі знижують час життя носіїв, що призводить до зменшення електропровідності. Крім того, в уловлювачах накопичується просторовий заряд, деформуючий електричне поле в середині провідника і різко погіршує його технічні характеристики. Більшість дефектів, утворених електронним або γ -опроміненням, при віджигу рекомбінує, після чого напівпровідник майже відновляє свої первісні властивості. Нейтроне опромінення утворює значно більшу кількість дефектів, частина яких незворотня. До останніх, зокрема, відносяться домішкові атоми, виникаючі за допомогою радіаційного захоплення нейтронів атомами напівпровідника. Це захоплення звичайно призводить до виникнення у напівпровіднику акцепторних або донорних домішок. Механізм виникнення цих домішок можна прослідити на прикладі германія. Германій чотирехвалентний. Його кристал має структуру алмазу (кожний атом знаходиться у центрі тетраедра, утвореного чотирьма найближчими сусідами). Германій має п'ять стабільних ізотопів ${}_{32}\text{Ge}^{70}$, ${}_{32}\text{Ge}^{72}$, ${}_{32}\text{Ge}^{73}$, ${}_{32}\text{Ge}^{74}$, ${}_{32}\text{Ge}^{76}$, зміст яких у природній суміші становить відповідно 21, 29, 8, 36, и 8%. Головний ізотоп ${}_{32}\text{Ge}^{74}$ при захопленні нейтрона переходить шляхом електронного розпаду в ізотоп ${}_{33}\text{As}^{75}$ п'ятивалентного миш'яка, який являється, очевидно, донором, так як на його зовнішній оболонці є зайвий для германієвої ґратки п'ятий електрон. З другого боку, ізотоп ${}_{32}\text{Ge}^{70}$, поглинувши нейтрон, претерплює позитронний розпад, перетворюється в ізотоп ${}_{31}\text{Ga}^{70}$ тривалентного галія, який є типовим акцептором. Акцепторні рівні на радіаційних дефектах з'являються і при опроміненні іншими частинками, наприклад дейтронами. Провідність акцепторного зразка при опроміненні

трохи знижається скрізь утворення дефектів, які гальмують носії току. Провідність донорного зразка спочатку падає на декілька порядків внаслідок компенсації донорних та акцепторних носіїв. При більш сильному опроміненні провідність різко зростає, але вже буде не донорною, а акцепторною. Цей ефект може бути використаний як один з методів утворення р-n-переходів, необхідних елементів будь-якого напівпровідникового пристрою.

Оптичні проявлення впливу випромінювань різноманітні та інколи виникають при доволі слабкому опроміненні. З усіх цих проявлень ми обмежимося прикладом появи так званих центрів забарвлення (F-центри) у кристалах NaCl. Ці кристали при опроміненні забарвлюються у жовтий колір (довжина хвилі спектральної лінії 465 нм). Походження цього забарвлення пояснюється наступним чином. Вакансія на місці вибитого негативного іона хлору заміщується електроном. На цей електрон діють приблизно ті ж сили, що і на іон хлору. Але при однакових силах частиноти коливань зворотньопропорційні масам. Електрон у десятки тисяч разів легше атома хлору. Тому частота коливань електрона, зайнявшого вакансію, буде в сотні разів більша за частоту коливань атома. А цього як раз достатньо, щоб “довести” частоту коливань електрона до оптичного діапазону. Таке пояснення радіаційного забарвлення підтверджується відомим ще сто років тому ефектом точно такого ж забарвлення повареної солі при нагріванні її у парах натрію з послідуєчим швидким охолодженням. Цей процес призводить до надлишів натрію, тобто до хлорних вакансій, отож, до появи центрів забарвлення.

Вивчення різних радіаційних пошкоджень та їх залежностей від виду опромінювання, температури і інших параметрів важливо як для практичних задач, з'язаних з роботою різних приладів і других пристрій в умовах опромінення, так і для вивчення багатьох техногенних питань радіоекології.

§ 2.9. Хімічна дія ядерних випромінювань.

Ядерні випромінювання можуть визивати у речовинах різні хімічні реакції. Саме відкриття радіоактивності А. Беккерелем, яке започаткувало ядерну фізику, було спостережено при відновленні бромістого срібла під дією α -випромінення природнього урану. Вивчення та використання цих реакцій відокремилася у радіаційну хімію при цьому, ще можна виділити такий розділ як радіохімія, предметом якої є вивчення хімічних властивостей радіоактивних елементів.

Механізм радіаційного-хімічних реакцій можна уявити наступним

чином. Потік ядерних частинок викликає у середовищі збудження, іонізацію, дисоціацію і дисоціативну іонізацію молекул. Виникаючі при цьому збудженні молекули і іони вступають у хімічні реакції або безпосередньо, або скрізь проміжне утворення хімічно високоактивних вільних радикалів. У останньому випадку у реакції можуть вступати молекули, які не піддавалися безпосередньому опроміненню. Так як енергія ядерних випромінювань значно перевищує енергію будь-яких хімічних зв'язків, то опромінення може розривати і дуже міцні зв'язки. Це приводить до утворення таких хімічних високоактивних іонів і радикалів, які не вдається отримати традиційними хімічними методами. Тим самим відкриваються можливості здійснення сильно ендотермічних реакцій і реакцій, заборонених високим активаційним бар'єром.

Інтенсивність радіаційно-хімічної реакції характеризується її вихідом G , який дорівнює числу молекул, що прореагували на 100 еВ поглиненої енергії. Для більшості реакцій характерні виходи $G=4\div 10$. Для найбільш стійких до радіації молекул радіаційний вихід знижується до 0,1. У ланцюгових радіаційно-хімічних процесах вихід може досягати значень $10^5\div 10^6$.

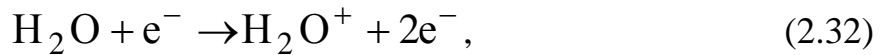
За величиною виходу можна оцінити відносну роль іонізації і збудження, якщо урахувати, що на 100 еВ іонізаційних втрат у речовині утворюється в середньому 3-4 пари іонів. Порівнюючи це значення з величиною G , ми бачимо, що механізми збудження і іонізації у середньому приблизно в рівній ступені важливі для здійснення радіаційно-хімічних реакцій.

Для реакцій, які йдуть скрізь іонізацію, майже завжди проміжним етапом є виникнення електрона з енергією $10\div 1000$ еВ. У цьому випадку вихід G залежить тільки від поглиненої дози у радах, але не від роду опромінених частинок.

У якості прикладу неорганічної реакції наведемо декілька фактів, які стосуються радіоліза води - процесу, який грає фундаментальну роль для зрозуміння будь-яких реакцій, які проходять у водних рідинах. Головною проблемою досвідного вивчення механізму радіаційно-хімічних процесів є те, що проміжні іони та вільні радикали живуть дуже короткий час внаслідок їх високої хімічної активності, а трохи довше ці проміжні продукти живуть у парах низького тиску ($10^{-3}\div 10^{-6}$ мм рт. ст.), де зіткнення більш рідкі. Тому головним джерелом інформації про природу іонів, утворених випромінюваннями, є мас-спектрографічний аналіз опромінених парів. Так, при опроміненні пара електронами з енергією 50 еВ встановлено, що різні позитивні іони утворюються у слідуючих відносних кількостях:

H_2O^+	OH^+	H^+	$\text{H}_3\text{O}^+\text{O}^+$	H_2^+	
1000	200	200	200	20	5

Цей перелік показує, що загальна картина радіолізу води є достатньо складною. Видно, що навіть у розрідженому парі енергетично ідуть другорядні процеси, так як іон H_3O^+ у первісному процесі виникнути не може. З другого боку, ці дані підтверджують припущення про те, що головним первісним процесом впливу випромінювання на рідину є утворення електронами нестійких іонів води:



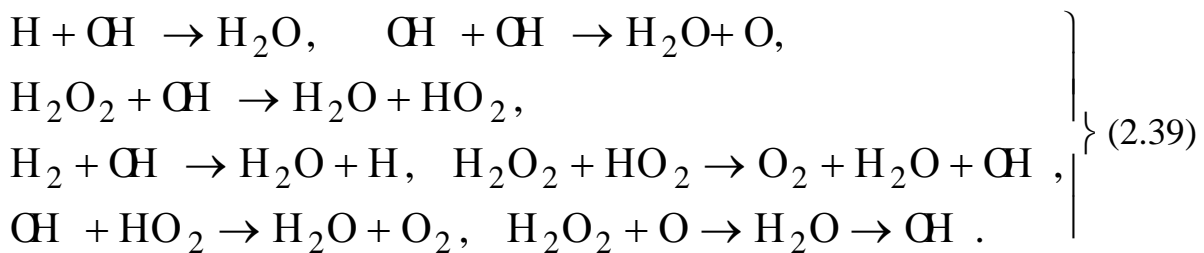
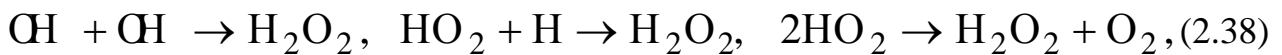
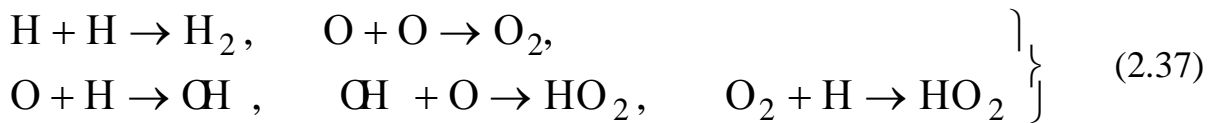
Ці іони утворюють вільні радикали OH та H :



Паралельно (2.32), (2.33), звичайно, ідуть і інші процеси, наприклад, повний розпад молекули:



Далі можлива велика кількість різних реакцій, продуктами яких є водень, кисень, перекис водню і, нарешті, знову рідина за рахунок різноманітних рекомбінаційних процесів:



Таким чином видно, що навіть найпростіший радіаційно-хімічний процес, як дія випромінювання на мономолекулярну речовину доволі простого складу, являє собою складну низку багатоступеневих сплетених реакцій. Важливо зауважити, що кінцевими продуктами цих реакцій являються не тільки кисень та водень, але і перекис водню H_2O_2 . Вже звідси видно, що радіаційно-хімічними методами можна здійснювати не тільки розпад опромінених речовин, але і синтез нових хімічних сполук.

У різних умовах ті чи інші з реакцій (2.37) - (2.39) є домінуючими. Так, при опроміненні потоком α -частинок води, ретельно очищеної від розчиненого повітря, доволі великий відносний і навіть абсолютний вихід перекису водню:

$$G=0,9 \text{ для } \text{H}_2\text{O}_2, 1,17 \text{ для } \text{H}_2 \text{ і } 0,4 \text{ для } \text{O}_2.$$

При опроміненні такої ж води γ -випромінюванням перекис водню практично не утворюється, а розкладання води йде з дуже малим виходом. Однак у присутності розчиненого у воді кисеня вихід H_2O_2 під дією γ -випромінювання зростає з ростом парціального тиску кисеня і доходить до значень $G=1 \div 2$. Спостерігається дуже висока чутливість радіолізу води і до інших домішок.

Перераховані явища задовільно пояснюються (принаймні якісно) описаним вище механізмом радіолізу. Альфа-випромінювання викликає дуже щільну іонізацію, утворюючи вздовж своєї траєкторії велику кількість іонів H_2O^+ , тобто згідно з (2.34), радикалів OH . Ці радикали мають велику імовірність опинитися близько один від одного, що різко збільшує вихід першої з реакцій (2.38) утворення H_2O_2 . Виникаючі при первісній іонізації електрони відкидаються α -частинкою у середньому на 150 \AA у сторону від її траєкторії і там вже поглинаються, утворюючи негативні іони H_2O . Продуктом розпаду цих іонів, згідно (2.35), є атомарний водень, який одразу ж рекомбінує в молекулярний. Головна для рекомбінації води перша з реакцій (2.39) практично не здійснюється через те, що радикали H і OH утворюються у різних місцях. Навпаки, під дією γ -випромінювання іони усіх видів розподілені за об'ємом більш однорідно, що призводить до переваги енергетично вигідної реакції рекомбінації $\text{H}+\text{OH}$. При наявності у воді кисню O_2 стає суттєвою остання з реакцій (2.37). Виникаючий у цій реакції радикал HO_2 утворює перекис водню у останніх двох реакціях

(2.38).

У радіаційній хімії вивчаються реакції, які протікають під дією електронів, γ -квантів, нейтронів, уламків поділу. У якості джерел випромінювання використовуються прискорювачі (звичайно електронні), рентгеновські трубки, ядерні реактори, радіоактивні ізотопи, відпрацьовані тепловиділяючі елементи ядерних реакторів. Найбільш поширені потужні джерела з γ -активного кобальту ${}_{27}\text{Co}^{60}$ та електронні прискорювачі зі струмом до 10 мА і енергіями до 20 МеВ.

Гамма-кванти викликають хімічні перетворення у головному через проміжне утворення комптон-електронів і фотоелектронів. Тому опромінення електронами і γ -квантами призводить до одних і тих самих радіаційно-хімічних процесів з однаковими виходами.

Повільні нейтрони породжують γ -кванти шляхом радіаційного захоплення (n, γ) , а ці кванти утворюють комптон-електрони, які ініціюють хімічні реакції. При опроміненні швидкими нейтронами електрони і збудженні молекули утворюються ще й іонізованими ядрами віддачі. Так, у середовищі молекул з вмістом водню при опроміненні нейтронами з енергією 2 МеВ половина хімічних перетворень відбувається через протони віддачі, а друга половина - через γ -кванти з реакції $n + p \rightarrow d + \gamma$.

Уламки ділення мають великою кінетичну енергію (десятки МеВ) і колосальну іонізаційну здібність (внаслідок їх великої маси). Тому таке випромінювання привабно для здійснення сильно ендотермічних реакцій.

Окремого розглядання заслуговують радіаційно-хімічні реакції для полімерів. Виходи для реакцій з полімерами, звичайно, приблизно такі ж, як і у низькомолекулярних сполуках зхожого складу. Але виходах у випадку полімерів в ході реакцій зіткаються значно більший процент молекул. Тому навіть невеликі хімічні змінення в полімері можуть сильно вплинути на його фізичні властивості. Друга важна особливість реакцій з полімерами складається у тому, що розриви полімерних молекул і відповідно утворення вільних радикалів відбувається в одних і тих місцях, які визначаються структурою молекули, а місцем, де відбувається первісна іонізація або первісне збудження. Це означає, що у період між іонізацією (або збудженням) і розривом заряд та енергія встигають переміститися вздовж молекули на помітну відстань. При цьому деякі структури здатні поглинати енергію розвалюючись. Такою стійкістю до опромінення володіє, зокрема, бензольне кільце. Так, при опроміненні газоподібного бензолу вихід G реакції руйнування містить усього 0,06, тоді коли для подібного за складом, але не маючого кільцевої структури циклогексану

вихід більше на два порядки ($G=6$). Ця особливість механізму полімерних реакцій може бути ефективно використана для радіаційного захисту полімерних матеріалів.

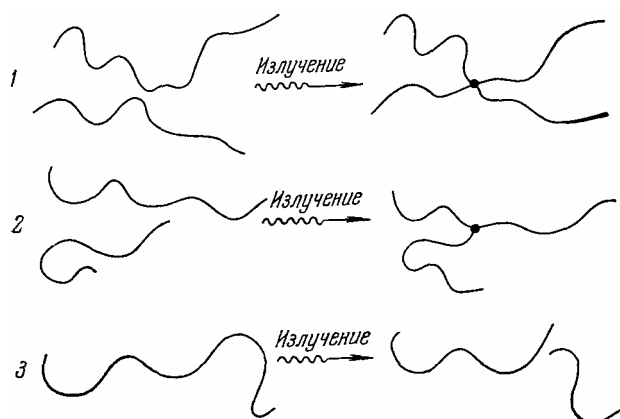


Рисунок 2.12. Схема зшивання (1, 2) і деструкції (2,3) полімерних молекул при опроміненні. Зображені початковий і кінцевий стан молекул

До теперішнього часу з радіаційно-хімічних реакцій в полімерах накопичена велика кількість емпіричних даних. Послідовна теоретична інтерпретація цих даних, яке дозволяє просвітити хід ще не вивчених реакцій, доки відсутнє.

Головними радіаційно-хімічними реакціями з полімерами є реакції *зшивання*, тобто утворення нових зв'язків, і *деструкція*, тобто обрив існуючих зв'язків (рис. 12). Інші процеси (наприклад, виділення газоподібного водню), як правило, грають значно меншу роль. Виходи зшивання і деструкції позначаються відповідно через G_c і G_d . У всіх полімерів при опроміненні ідуть обидва процеса, але з різними виходами. Так, для целюлози переважає деструкція ($G_c \approx 0$, $G_d \approx 1$), а для поліетілену, навпаки, зшивання ($G_c = 3$, $G_d = 1$).

При деструкції зростають розчинність і плинність, зпадають міцність та розривне здовження. При достатньо повній деструкції полімер перетворюється у в'язку рідину або крихий порошок. Тому ми не маємо змоги використовувати прихильні до деструкції матеріали (принаймні без захисту) для роботи в умовах опромінення.

Зшивання - зменшує розчинність і поліпшує еластичні властивості. При достатньо великій кількості зшивок увесь полімер стає начебто однією молекулою, тобто утворює гель. Властивості геля сильно відрізняються від властивостей звичайного незшитого полімеру. Гель дуже еластичний, стійкий до дії розчинників та високих температур. Наприклад, звичайний поліетілен так би мовити "тече" вже при 100°C . Реакційно ж зшитий поліетілен при 150°C і тиску 200 атм вистояє 10000 часів і є чудовим ізоляційним матеріалом.

Напрямок розвитку радіаційно-хімічних процесів, як правило, слабо залежить від виду випромінювання, фазового стану і навіть від температури. При розчиненні полімера збільшується відносна роль деструкції, так як зшивання ускладнюється внаслідок збільшення середньої відстані між молекулами.

§2.10. Біологічна дія випромінювання.

Ядерні випромінювання мають сильну пошкоджуючу дію на різні живі істоти. Характер та інтенсивність пошкодження залежать від дози випромінювання та від виду частинок. Одне й те ж опромінення по-різному діє на різні органи, на різні організми.

При достатньо великій дозі опромінення гине будьякий організм. Мінімальна смертельна доза (точніше доза, при опроміненні якою гине 50% особів даного виду) коливається від 50 *p* до 300 000 *p*. Дози нижче смертельної викликають різні захворювання, які поєднуються терміном “променева хвороба”. Ступінь дії різних доз γ -випромінювання на людину наведена у табл. 2.

Таблиця 2.2. Ступінь дії різних доз γ -випромінювання на людину

Доза в ренгенах	Дія на людину
0-25	Відсутність явних пошкоджень
20-50	Можливі зміни складу крові
50-100	Зміни складу крові. Пошкодження
100-200	Пошкодження. Можлива втрата працездатності
200-400	Непрацездатність. Можлива смерть
400	Смертність 50%
600	Смертельна доза

Структуру живого організму, в контексті радіоекології, можна підрозділити на три рівня: а) окремі молекули; б) клітинки; в) макроскопічні частини або системи організму (наприклад, м'язові ткани або дихальна система). Поражаюча дія радіації проявляється на всіх трьох рівнях.

Первісною дією випромінювання на організм є пошкодження молекул. Встановлено, що існують два механізми таких пошкоджень - прямий і непрямий. У прямому механізмі ядерна частинка впливає (або безпосередньо, або через проміжні електрони або ядра вітдачі) на самі макромолекули. У непрямому механізмі випромінювання здійснює радіоліз

води, продукти якого (головним чином радикал OH , а також H , HO_2 та перекис водню) вступають у хімічні реакції з макромолекулами. Визначення відносної ролі обох механізмів ускладнено тим, що первісні процеси пошкодження відбуваються за дуже короткий час. Емпірично існує тенденція вважати переважаючим прямий вплив радіації на клітину.

Існування прямого механізму радіаційної поразки доводиться тим, що воно відбувається і у висушених живих об'єктах, таких, як висушені насіння рослин, ферменти, спори бактерій і т. д.

Існування непрямого механізму підтвержується "ефектом розведення", який полягає у тому, що в середині визначених, (причому доволі широких границь) число пошкоджених макромолекул залежить лише від дози опромінення, і не залежить від концентрації цих молекул. При прямій дії можна було б очікувати пряму пропорційність між числом пошкоджених молекул і їх концентрацією.

Співвідношення між прямим і непрямим механізмами сильно залежить від проценту вмісту води і від багатьох інших факторів. Пробіг радикалів - продуктів радіолізу води у живих клітинах має порядок $25 \div 30 \text{ \AA}$. Тому дія цих радикалів ефективна тільки тоді, коли вони утворюються безпосередньо поблизу до життєво важливих областей макромолекул або клітин. При прямій дії увесь об'єм макромолекул або клітин приймає участь у сценарії кисню.

Біологічна дія слабо іонізуючих випромінювань (γ -промені та електрони) підсилюється при наявності кисню. Зростання концентрації кисню у середовищі від 0 до $30 \div 40\%$ у тричі збільшує вражаючу дію. Дія сильно іонізуючих випромінювань, наприклад, α -частинок, від концентрації кисню не залежить.

Важливу роль у механізмі радіаційного пошкодження грає міграція первісної поглиненої енергії в межах макромолекули. Прямим підтвердженням існування такої міграції є дослідження з α -опромінення гігантських білкових молекул. У цих молекулах головним чином розриваються одні й ті самі зв'язки незалежно від місця попадання α -частинки. Радіаційна поразка макромолекул проявляється у втраті ними біологічної активності (ферментативної і т. д.), в утворенні розривів, зшивок, у радіаційному окисленні.

В макромолекулах під дією опромінення можуть виникати так звані приховані пошкодження. При відсутності кисню молекула може знаходитися у стані прихованого пошкодження довгий час (часи і навіть доби). Навіть у цьому стані молекула ще здатна до ферментативної активності. При введенні кисню, а в інших випадках при нагріванні приховане пошкодження переходить в явне - молекула втрачає

біологічну активність. Методом електронного парамагнітного резонансу (ЕПР) встановлено, що в ряді випадків прихованим пошкодженням макромолекули є електронне збудження, яке супроводжується появою незпарованного електрона.

Емпірично встановлено, що руйнуючу біологічну дію випромінювань вдається суттєво послабити введенням у організм до опромінення деяких органічних речовин, які містять сірку. Молекули цих речовин активно втручаються в процес міграції енергії, відтягуючи на себе значну частинину енергії радіації, що різко знижує ступінь поразки макромолекул організму. Ці захисні речовини неефективні проти сильно іонізуючих випромінювань. Цікаво зауважити, що деякі приховані пошкодження вдається усунути введенням захистних речовин у організм навіть після опромінення.

Деякі клітини і навіть одноклітинні організми гинуть від одиночного акту іонізації. Класичним прикладом такого, як його називають *одноударного* об'єкту є шлункова паличка. Але більшість клітин є *двохударними* і навіть *багато ударними*. Властивість одноударності більш характерна для об'єктів, які менш, ніж клітини, таких, як ферменти.

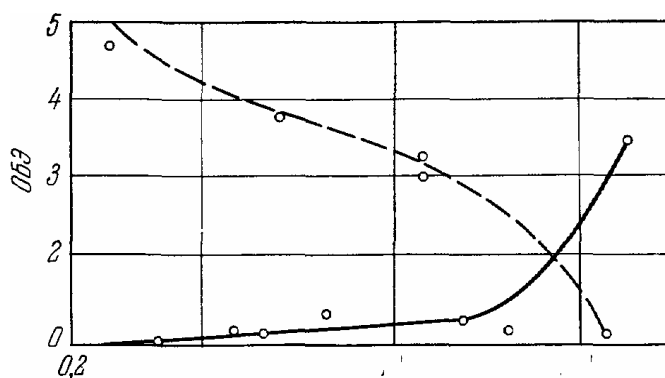


Рисунок 2.13. Відносна біологічна ефективність (ВБЕ) випромінювання з різними втратами енергії для багатуударних (суцільна) і одноударних (пунктир) організмів.

Різниця між одноударними і двоухударними об'єктами проявляється у тому, що при рівній дозі перші більш чутливі до слабо іонізуючого випромінювання, а другі - до сильно іонізуючого. Ці різниці демонструються на Рис.2.13, де приведена залежність ВБЕ від іонізаційних втрат $-\frac{dE}{dx}$ для одноударної шлункової палички і для двоухударної диплоїдної дріжджевої клітини.

Причина такої різниці між одноударними і двоухударними об'єктами очевидна: двоухударний об'єкт руйнується тільки при здійсненні двох просторово близьких іонізаційних ударів. Тому руйнування більш ефек-

тивно при високій щільності іонізації. В одноударних об'єктах навпаки, висока щільність іонізації знижує поражаючу дію через високу ймовірності передачі енергії іонізації молекулі або клітині, які вже загинули. Внаслідок багатударності клітин високоорганізованих біологічних об'єктів сильно іонізовані випромінювання (наприклад α -частинки) мають високий ВБЕ (близько 10), тобто на порядок більш небезпечні для людини за γ -кванти і електрони.

Різні частини і різні функції клітин по-різному відчують одну і ту ж дозу. Ядро клітини значно чутливіше цитоплазми. При опроміненні тільки ядра клітинка гине при дозі у десятки разів меншій, ніж при опроміненні тільки цитоплазми. Із функцій клітинки найбільша радіочутливість притаманна поділу та синтезу білків і нуклеїнових кислот. З іншого боку, деякі функції клітини, зокрема, дихання і фотосинтез, стійкі що до дії доволі великих доз.

Дія радіації на клітинку має дуже високу питому (за енергією) ефективність. Для пригнічення функції поділу клітин достатня доза, енергія якої, при перевіденні її у теплову, викликала б нагрівання всього лише на тисячну долю градуса. При такій дозі у клітинці руйнується лише одна білкова молекула з мільйону. Механізм такого незвичайно ефективного впливу радіації на життєві процеси у клітинці до теперішнього часу залишається невиявленим. Покладають, що причина високої ефективності полягає у тому, що у клітині існує невелика кількість яких-небудь вкрай чутливих до радіації структур, руйнування яких веде до загибелі клітини. Але, які саме структури відіграють ту ключеву роль, досі лишається дикусійним.

Радіація оказує поражаючу дію на різні частини і системи організму в цілому.

У людини найбільш чутливі до опромінення кровотворні органи (кістковий мозок, селезінка, лімфатичні жалози), епітелії статевих жалоз та слизької оболонки шлунка. При дозі, яка близька до смертельної, смерть настає за рахунок руйнування утворюючих кров клітин косного мозоку (лейкемія). При дозах, значно перевищуючих смертельну, загибель настає значно бистріше за рахунок поразення шлунку. При дозах, менших за смертельну, зпочатку слідує гострий етап хвороби (малокров'я, опіки та язви, випадіння волос, важкі поразення очей, ясен, горла та т. і.). Частино виникають різні тривалі хвороби, які приводять до виснаження і смерті через декілька років після сильного опромінення. У період після гострого перебігу променевої хвороби сильно знижується опір інфекційним хворобам, можлива поява катаракт та ракових пухлин. Як правило, відбувається проиходит ранне старіння. Будь-яка мала доза опромінення може викликати незворотні генетичні зміни хромосом, які можуть привести

до спадкових аномалій у наступних поколіннях.

Досі ми говорили про опромінення всього організму. При опроміненні невеликої частині тіла доза, яка навіть перевищує смертельну, може вчинити порівняно слабкий вплив на стан організму в цілому. Однак спостерігалися випадки, коли локальне опромінення чинило вплив на частини організму, які зовсім не опромінювалися. Механізм цієї дії не зовсім з'ясований. Можливо, що тут відіграє роль утворення під час опромінення яких-небудь сильних отруйних речовин. Таке пояснення підкріплюється дослідженнями на тваринах і на рослинах, у яких введення до здорового організму екстрактів з опроміненої тканини викликало низку проявлень променевої хвороби.

Дія однієї й тієї ж дози опромінення помітно залежить від того, за який проміжок часу ця доза отримана. Якщо опромінення дуже розтягнути за часом (тижні, місяці), то загальна вражаюча дія буде менша, ніж при однократному опроміненні сумарною дозою. Ця різниця особливо сильно проявляється у високоорганізованих видів, у яких є розвинута система поновлюючих та компенсуючих процесів. Однак поновлення майже завжди неповне, а для деяких процесів, зокрема для генетичних пошкоджень, відсутнє зовсім. Тому хронічне опромінення малими дозами уявляється шкідливим, але для остаточної відповіді, вкрай необхідні детальні дослідження.

У теперішній час розробляються ефективні методи лікування променевої хвороби, які дозволяють іноді врятувати життя навіть при опроміненні смертельною дозою. При великій дозі головним засобом лікування є переливання крові і пересадка косного мозоку від здорового організму.

Пояснимо причини різниці ВБЕ для різних видів випромінювань. Гамма-випромінювання діє на живі тканини головним чином за допомогою комптон-електронів. Тому дія γ -промінів і електронів приблизно однакова. Важкі заряджені частинки - протони і α -частинки, утворюють високу щільність іонізації (внаслідок значної величини іонізаційних втрат) і з великою імовірністю вражають двоударні об'єкти, які переважають у високоорганізованих організмах. У зв'язку з цим, важкі заряджені частинки на порядок більше небезпечні, ніж електрони. Те ж саме справедливо і для швидких нейтронів, які діють на організм за допомогою сильно іонізуючих ядер віддачі. Повільні нейтрони впливають на живі тканини головним чином за допомогою γ -квантів з енергією 2,23 МеВ і протонів з енергією 0,6 МеВ, які виникають відповідно у реакціях



Це й призводить до того, що ВБЕ для нейтронів має величину, яка знаходиться між відповідними значеннями для γ -квантів і важких заряджених частинок.

У наступному розділі будуть розглянути дози, шляхи їх формування, наведені норми радіаційної безпеки, які прийняти до користування в Україні і прилади для вимірювання радіації.

ГЛАВА III ЕЛЕМЕНТИ ДОЗИМЕТРІЇ

§ 3.1. Доза та її одиниці

Для кількісної оцінки дії іонізуючого випромінювання на опромінений об'єкт у дозиметрії введено поняття "доза". Розрізняють експозиційну, поглинену і еквівалентну дози, а також колективну похідну від цих доз.

Для оцінки поля фотонного випромінювання на практиці часто використовують поняття "експозиційна доза". Експозиційна доза характеризує енергію фотонного випромінювання яка перетворена у кінетичну енергію заряджених часток у одиниці маси атмосферного повітря, який у наслідок близькості ефективних атомних номерів повітря і біологічної тканини є для фотонного випромінювання еквівалентним середовищем.

Експозиційна доза X – це відношення сумарного заряду усіх іонів одного знаку dQ , які створені у повітрі, коли усі негативні та позитивні іони, які звільнені фотонами у елементі об'єму повітря з масою dm , повністю zostалися у повітрі, до маси повітря у цьому об'ємі dm .

$$X = dQ/dm. \quad (3.1)$$

Одиниця експозиційної дози: кулон на кілограм (Кл/кг), це експозиційна доза фотонного випромінювання, при проходженні якого через 1 кг повітря у результаті завершення усіх іонізаційних процесів у повітрі створюються іони, які несуть заряд у 1 Кл електрика кожного знаку. З визначення витікає, що при вимірі експозиційної дози треба вимірювати заряд тих іонів, які утворюються у повітрі при повному пробігу другорядних електронів, які виникають у результаті взаємодії фотонного випромінювання з 1 кг повітря. Позасистемною одиницею експозиційної дози є рентген (Р). Ця одиниця була затверджена у 1928 р. Міжнародним конгресом радіологів за пропозицією Міжнародного комітету по захисту від рентгенівських променів та радію. Одиниця рентген визначалася по електричному заряду, віднесеному до 1 см³ (0,001293 г) атмосферного повітря за нормальними умовами (при температурі 20°C та тиску 760 мм рт.ст.) У відповідності з цим рентген - одиниця експозиційної дози фотонного випромінювання, при проходженні якого крізь 0,001293 г повітря у результаті завершення усіх іонізаційних процесів у повітрі створюються іони, які несуть одну електростатичну одиницю електрика кожного знака.

При цьому мається на увазі, що заряджені частки, які утворені у 1 см^3 повітря, витратять у ньому всю свою енергію на іонізацію.

Одиниці експозиційної дози - кулон на кілограм і рентген допускається застосовувати для виміру фотонного випромінювання з енергією фотонів від 1 кеВ до 3 МеВ, при умові електронної рівноваги, т. т. такого стану іонізуючого випромінювання у середовищі, при якому поглинена енергія випромінювання в деякому об'ємі середовища дорівнює сумі кінетичної енергії іонізуючих частинок у тому ж об'ємі.

Можливо знайти співвідношення між одиницями рентген і кулон на кілограм, урахувавши, що щільність повітря за нормальними умовами дорівнює $0,001293 \text{ г/см}^3$, а один кулон дорівнює $3 \cdot 10^9$ одиницям електричного заряду у системі СГСЕ. Із визначення рентгена слідує, що 1 Р дорівнює $1 \text{ СГСЕ} = n \cdot q$, де n - число іонів (пар), які утворились у 1 см^3 повітря, q - заряд електрона ($4,8 \cdot 10^{-10} \text{ СГСЭ}$). Звідси $n = 1 / 4,8 \cdot 10^{-10} = 2,08 \cdot 10^9$ пар іонів/см³. За переліком на 1 кг повітря $n = 1,61 \cdot 10^{15}$ пар іонів/кг. $1 \text{ Кл} = 3 \cdot 10^9 \text{ СГСЕ}$, тоді $1 \text{ Р} = 1,61 \cdot 10^{15} \cdot 4,8 \cdot 10^{-10} / 3 \cdot 10^9 = 2,58 \cdot 10^{-4} \text{ Кл/кг}$. Таким чином, $1 \text{ Р} = 2,58 \cdot 10^{-4} \text{ Кл/кг}$, або $1 \text{ Кл/кг} = 3,88 \cdot 10^3 \text{ Р}$. Експозиційна доза вимірюється дозиметричними приладами.

З огляду на нецілочисленне співвідношення між Кл/кг і Р, а також поступової відмови від практичного використання експозиційної дози і переходу до поглиненої дози визнане доцільним для експозиційної дози і потужності експозиційної дози зберегти тільки позасистемну одиницю (Р) та не користуватися одиницями СІ.

Поняття "поглинена доза і випромінення" введене для визначення поглиненої енергії будь-якого виду випромінення об'єктом, який опромінюється. *Поглинена доза випромінення (доза випромінення) D* - середня енергія dE, яка передалася випроміненням речовині у деякому елементарному об'ємі, яка поділена на масу речовини dm у цьому об'ємі:

$$D = dE / dm \quad (3.2)$$

В СІ за одиницю поглиненої дози прийнятий грей: $1 \text{ Гр} = 1 \text{ Дж/кг}$.

Грей дорівнює дозі випромінення, при якій речовині, яка опромінюється, масою у 1 кг передається енергія іонізуючого випромінення в 1 Дж.

Позасистемною одиницею дози випромінення є *рад*. Ця одиниця була рекомендована у 1957 р. Міжнародною комісією по радіаційним одиницям і вимірам. Рад - енергія будь-якого виду іонізуючого випромінення у 100 ерг, яка поглинена опроміненим об'єктом масою в 1 г.

$1 \text{ рад} = 100 \text{ ерг/г}$. Під опроміненим об'єктом мається на увазі будь-яка речовина.

Значення поглиненої дози випромінення залежить від властивостей випромінення, поглинаючої середи та не визначається у повній мірі реакцію опроміненого об'єкту на дію випромінення, так як при однаковій поглиненої енергії іонізуючого випромінення біологічна дія різних видів випромінення різне.

Знайдемо співвідношення між одиницями рад і грей. Відомо, що $1 \text{ Дж} = 10^7 \text{ ерг}$, тоді $1 \text{ рад} = 100 \text{ ерг}/1 \text{ г} = 100 \cdot 10^{-7} \text{ Дж}/10^{-3} \text{ кг} = 10^{-2} \text{ Дж}/\text{кг}$. Таким чином, $1 \text{ рад} = 10^{-2} \text{ Дж}/\text{кг}$ або $1 \text{ Гр} = 100 \text{ рад}$. Знайдемо співвідношення між одиницею поглиненої дози рад і одиницею експозиційної дози рентген, або, як кажуть, енергетичний еквівалент рентгена. На утворення однієї іонної пари у повітрі витрачається енергія, яка дорівнює $33,85 \cdot 1 \text{ eV} = 1,6 \cdot 10^{-12} \text{ ерг}$; тоді $1 \text{ Р} = 33,85 \cdot 2,08 \cdot 10^9 \cdot 1,6 \cdot 10^{-12} / 0,001293 = 88 \text{ ерг}/\text{г}$, т.п. $1 \text{ Р} = 88 \text{ ерг}/\text{г} = 0,88 \text{ рад}$, або $1 \text{ рад} = 1,14 \text{ Р}$. Доза в 1 Р трохи менше дози випромінення в 1 рад , однак рентген - більш зручна одиниця та її легко вимірити по іонізації повітря за допомогою стандартних іонізаційних камер.

Експозиційна і поглинена дози квантового випромінення у повітрі у загальному випадку дорівнюють між собою. Різниця полягає у тому, що поглинена доза виражає поглинену енергію випромінення, а експозиційна доза - заряд іонів одного знаку, $D = X$ тільки в умовах електронної рівноваги, при якій експозиційна доза в 1 Р відповідає поглиненій дозі, яка дорівнює $0,88 \text{ рад}$.

Поглинена енергія у воді і біологічній тканині відрізняється на 4-10% від поглиненої енергії у повітрі, внаслідок того, що ефективний номер води і м'язової тканини не точно дорівнює ефективному атомному номеру повітря. У інтервалі енергії $150 \text{ кеВ} - 3 \text{ МеВ}$ ($24-480 \text{ фДж}$) поглинена енергія у воді і м'язній тканині дорівнює $93 \text{ ерг}/\text{г}$ ($9,3 \cdot 10^{-3} \text{ Дж}/\text{кг}$), якщо доза у повітрі, яка виміряна в умовах електронної рівноваги, дорівнює 1 Р . Для кісткової тканини, щільність якої більше, ніж у повітрі, а отож і більш суттєве фотоелектричне поглинення у області малих енергій, поглинена енергія змінюється від 474 до $88 \text{ ерг}/\text{г}$ ($8,8 \cdot 10^{-3} \text{ Дж}/\text{кг}$) із збільшенням енергії від 10 до 200 кеВ ($1,6-32 \text{ фДж}$). Починаючи з 200 кеВ , поглинена енергія приблизно постійна та дорівнює $88 \text{ ерг}/\text{г}$ ($8,8 \cdot 10^{-3} \text{ Дж}/\text{кг}$) при експозиційній дозі в 1 Р . Таким чином, вимірюючи іонізацію у повітрі в умовах електронної рівноваги, ми можемо судити про поглинену енергію в біологічній тканині.

Норми НРБУ-97 розглядають поглинену дозу як середню дозу в окремому органі або тканині, яка розраховується за формулою:

$$D_t = \varepsilon_t / m_t \quad (3.3)$$

де

ϵ_t – сумарна енергія, яка була виділена в органі чи тканині T.

m_t – маса органу або тканини T.

З біологічної точки зору дія різних видів іонізуючих випромінювань не однакова. Важливо не тільки кількість іонів, які утворилися в одиниці маси біологічної тканини, але і те, як розподілені ці іони по довжині шляху, т.п. суттєва лінійна щільність іонізації. Наприклад, лінійна щільність іонізації α - часток в біологічній тканині (також і у будь-якій середі) більш, ніж фотонного γ -випромінювання, отож, щоб утворити такий ж біологічний ефект у якомусь визначеному місці біологічної тканини, необхідно для опромінення її витратити меншу дозу.

Приймаючи до уваги сказане, була запропонована спеціальна одиниця поглиненої дози — *бер* (біологічний еквівалент рада), яка визначається як поглинена доза будь-якого виду іонізуючого випромінювання, та володіє тою ж біологічною ефективністю, що і 1 рад фотонного випромінювання зі середньою питомою іонізацією. 100 пар іонів на 1 мкм шару води. 100 пар іонів на 1 мкм у енергетичних одиницях відповідає середній лінійній передачі енергії $< 3,5$ кеВ/мкм.

Чим вище лінійна щільність іонізації, тим більш пошкоджуюча дія випромінювання при одній і тій же кількості енергії іонізуючого випромінювання, поглиненої у одиниці маси тканини. Для якісної оцінки цього ефекту у 1959 р. Міжнародна комісія по радіаційним одиницям і вимірам рекомендувала використовувати спеціальний коефіцієнт відносно біологічної ефективності (ВБЕ) – відношення поглиненої дози зразкового рентгенівського випромінювання з граничною енергією 200 кеВ до поглиненої дози іншого виду випромінювання при однаковому біологічному ефекті.

ВБЕ служить для порівняння біологічної дії різних видів випромінювання та визначається за конкретними умовами радіобіологічного експерименту.

За зразковим фотонним випромінюванням прийняте рентгенівське випромінювання, яке випромінюється рентгенівськими апаратами з граничною енергією 200 кеВ. Біологічна ефективність такого фотонного випромінювання прийнята за одиницю. Коефіцієнт ВБЕ залежить від багатьох факторів:

- виду і енергії іонізуючого випромінювання;
- його дози;
- виду біологічної тканини, вмісту в ній кисню і т.і.

На практиці, у відповідності з нормами НРБУ-97, для різних радіоекологічних розрахунків використовують не конкретне значення отриманої у біологічному експерименті ВБЕ, а так званий радіаційний

визначаючий фактор випромінювання w_R (або коефіцієнт якості випромінювання k) - безрозмірний коефіцієнт, який враховує відносну біологічну ефективність (безпеку) різних видів випромінювань. Значення цього коефіцієнту надані у таблиці Д.11.1 (НРБУ-97).

Радіаційний визначаючий фактор випромінювання є регламентованою величиною ВБЕ. Вважається, що випромінювання з однаковим коефіцієнтом якості при рівних значеннях доз і однакових умовах опромінення призводять до однакового біологічного ефекту з точки зору радіаційної безпеки.

Еквівалентна доза випромінювання H_T - добуток поглиненої дози даного випромінювання у тканині на визначаючий фактор випромінювання цього випромінювання у даному об'ємі тканини:

$$H_T = D_T w_R \quad (3.4)$$

Одиницею еквівалентної дози являється Зіверт (Зв), а позасистемною – бер.

$$1 \text{ Зв} = 1 \text{ Гр}/w_R = 100 \text{ рад}/w_R = 100 \text{ бер.}$$

Одиницею еквівалентної дози, якій віддається перевага, являється мілі-зіверт (мЗв):

$$1 \text{ мЗв} = 0,1 \text{ бер.}$$

$$5 \text{ мЗв} = 0,5 \text{ бер.}$$

$$50 \text{ мЗв} = 5 \text{ бер.}$$

Бер - одиниця дози будь-якого виду іонізуючого випромінювання у біологічній тканині, яке утворює той же біологічний ефект, що і 1 рад рентгенівського чи γ -випромінювання:

$$1 \text{ бер} = 10^{-2} \text{ Зв.}$$

При хронічному опроміненні випромінюванням свавільного складу еквівалентна доза визначається як добуток поглиненої дози на середній визначаючий фактор опромінення у даній точці тканини. При визначенні еквівалентної дози різних видів іонізуючого випромінювання з невідомим спектральним складом також слідє використати середнє значення визначаючого фактора випромінювання.

Слід особливо підкреслити, що еквівалентну дозу та її одиницю виміру (Зв) неможливо використовувати для характеристики гострих променевиx поразок організму, так як одиниця Зв справедлива при хронічному опроміненні малими дозами іонізуючого випромінювання. Це обумовлене тим, що коефіцієнт ВБЕ у області порівняно невеликих

значень дози (приблизно до 25 бер) не залежить від проміжку часу, за який доза отримана організмом. Коефіцієнт ВБЕ числено співпадає з визначаючим фактором випромінення. При великій дозі (більш ніж 25 бер), яка отримана організмом, коефіцієнт якості явно починає залежати від її значення за часом. У цих випадках, радіобіологи використовують коефіцієнт ВБЕ, який відрізняється за числовим значенням від визначаючого фактора випромінювання.

Доза ефективна (або ефективна еквівалентна доза) E - сума добутку еквівалентних доз у визначених органах та тканинах помножена на тканевий визначаючий фактор w_T .

$$E_T = \sum H_T w_T \quad (3.5)$$

Використовування поняття ефективна доза допускається при значеннях еквівалентних доз, які знаходяться у областях значень нижче порогу виникнення детерміністичних ефектів.

Ефективна доза у конкретному органі визначається за формулою

$$E_T = H_T w_T \quad (3.6)$$

Тканевий зважуючий фактор w_T – безрозмірний коефіцієнт, який відбиває відносний стохастичний ризик опромінення окремої тканини.

Значення w_T , які надані в таблиці 3.5. (НРБУ-97).

Для оцінки впливу на середовище непрямо іонізуючих випромінювань використовують також поняття "керма" (K) - це відношення суми початкової кінетичної енергії W_k усіх заряджених часток, які були утворені непрямо іонізуючим випромінюванням у елементарному об'ємі речовини, до маси речовини dm у цьому об'ємі:

$$K = dW_k / dm \quad (3.7)$$

У якості речовини, у якій визначається керма, часто використовують повітря для фотонного випромінювання для непрямих іонізуючих випромінювань які застосовують у медицині та біології, і будь-який матеріал при вивченні радіаційних ефектів. Одиниця виміру керма співпадає з одиницями виміру поглиненої дози. Слід пам'ятати, що сума значень кінетичної енергії усіх заряджених часток, які були звільнені непрямо іонізуючим випромінюванням у елементарному об'ємі, включає до себе і

енергію, яку заряджені частки витрачають на утворення гальмівного випромінювання та заряджених часток у другорядних процесах.

Нижче приведені співвідношення між експозиційною дозою, Кермою та поглиненою дозою.

Доза колективна еквівалентна – сума індивідуальних еквівалентних доз опромінення визначеної групи населення за визначений період часу.

$$S_T = \int_0^{\infty} H_T \frac{dN}{dH_T} dH_T \quad (3.8)$$

або сума добутків середньогрупових ефективних доз на число лиць у відповідних групах, які утворюють колектив для якого вона розраховується:

$$S_T = \sum_i \bar{H}_T N_T \quad (3.9)$$

Одиниця виміру – людина-зіверт (люд.-Зв.)

Доза колективна ефективна – сума індивідуальних ефективних доз опромінення у конкретній групі населення за визначений період часу.

$$S = \int_0^{\infty} E \frac{dN}{dE} dE \quad (3.10)$$

або сума добутків середньорікових ефективних доз на число лиць у визначених групах, які складають колектив, для якого вона розраховується:

$$S = \sum_i \bar{E} N_i \quad (3.11)$$

Одиниця виміру – людина-зіверт (люд.-Зв.)

Узагальнююча таблиця співвідношень між позасистемними одиницями та одиницями у системі СІ наведена у таблиці Д.10.2. (НРБУ-97).

§ 3.2. Потужність дози.

Шкідливий вплив іонізуючого випромінювання на організм людини залежить не тільки від отриманої дози, але і від часу, за який вона отримана. Тому вельми важливою характеристикою є потужність дози.

Потужність поглиненої дози P (потужність еквівалентної дози P_H , потужність експозиційної дози P_X , потужність поглиненої дози P_D , потужність керми K) — відношення приросту дози dP_i (де $i = H, X, D, K$) за інтервал часу dt до цього інтервалу:

$$P_i = dP_i / dt \quad (3.12)$$

Величини P_i можуть бути як постійними, так і змінюватися протягом часу за деяким законом. Одиниці цих величин є часткові від поділу одиниць дози (еквівалентної дози, експозиційної дози, поглиненої дози, керми) або їх кратних чи парних одиниць на відповідну одиницю часу.

Одиниця потужності експозиційної дози у системі СІ - ампер на кілограм (А/кг). Один ампер на кілограм дорівнює потужності експозиційної дози фотонного випромінювання, при якій за 1 с утворюється експозиційна доза 1 Кл/кг.

До введення системи СІ у якості одиниці потужності експозиційної дози використовувалися одиниці: рентген у час (Р/ч), рентген у хвл (Р/хвл), рентген у секунду (Р/с). $1 \text{ А/кг} = 3,88 \cdot 10^3 \text{ Р/с} = 2,33 \cdot 10^5 \text{ Р/хвл} = 1,40 \cdot 10^7 \text{ Р/ч}$; $1 \text{ Р/с} = 2,58 \cdot 10^{-4} \text{ А/кг}$.

Потужність експозиційної дози фотонного випромінювання від крапкового джерела у просторі змінюється зворотно пропорційно квадрату відстані. Тому якщо потужність експозиційної дози P_{X1} визначена на якоїсь відомій відстані R_1 , то потужність експозиційної дози P_{X2} на будь-якій другій відстані розраховується за формулою:

$$P_{X2} = P_{X1} R_1^2 / R_2^2 \quad (3.13)$$

Крапковим джерелом можливо рахувати джерело, максимальний розмір якого менш відстані від нього до опроміненого об'єкту не менш, чим у 10 разів. Потужність експозиційної дози крапкового джерела, Р/ч, можливо розрахувати за формулою:

$$P_X = \Gamma A / R^2 \quad (3.14)$$

де A - активність гамма-джерела, мКі; R – відстань від крапкового джерела до опроміненого об'єкту, см; Γ - повна гамма-стала радіонукліда, $R \cdot \text{см}^2 / (\text{част} / \text{мКі})$. Повною гамма-сталою нукліду прийнято називати потужність експозиційної дози (Р/год), яка утворюється нефільтрованим випромінюванням крапкового ізотропного джерела активністю 1 мКі на відстані 1 см. Гамма-сталу для γ -нуклідів знаходять у довідниках.

Можна аналогічно знайти значення експозиційної дози точкового джерела у одиницях СВ, у цьому випадку формула буде мати вигляд:

$$P_X = \Gamma_{\delta} A / R^2, \quad (3.15)$$

де Γ_{δ} - керма-стала нукліду, одиниця виміру - $\text{Гр} \cdot \text{м}^2 / (\text{с} \cdot \text{Бк})$.

Γ_{δ} - це потужність повітряної керми, яка утворюється фотонним випромінюванням точкового ізотопного випроміненого джерела активністю 1 Бк у вакуумі з енергією ≥ 30 кеВ, на відстані 1 м від нього.

$$\Gamma_{\delta} = 6,55 \text{ Г} / (1-c) \quad \text{або} \quad \Gamma = 0,152 \text{ Г}_{\delta} / (1-c), \quad (3.16)$$

де c – безрозмірний коефіцієнт, його значення залежить від енергії фотонів і змінюється у границях від 0,003 до 0,02, тому їм звичайно нехтують.

§ 3.3. Індивідуальних дози опромінення при прямому шляху дії

У результаті викидів радіоактивних газів і аерозолів у атмосферу формування індивідуальних доз опромінення людини відбувається по прямому і непрямому шляхам дії.

Предметом цієї глави є прямі шляхи опромінення до яких відносяться зовнішні опромінення фотонів і β^{\pm} - часток радіонуклідів, які містяться у атмосфері, а також які відклалися на ґрунті; внутрішнє опромінення обумовлене радіонуклідами, які поступають до організму з повітрям, яке видихається - інгаляційний шлях. У цих випадках індивідуальні дози формуються безпосередньо у районі розташування джерела викидів.

До непрямого шляху дії відносяться внутрішнє опромінення радіонуклідів, які потрапили до організму у результаті їх міграції по харчовим та біологічним ланцюжкам. При цьому відбувається опромінення населення, яке мешкає не тільки у районі розташування

джерела викидів, але і у інших районах, куди можуть потрапляти забрудненні викидами продукти харчування.

Важливо підкреслити, його математичний апарат розрахунку експозиційних, поглинених і еквівалентних доз формально не розрізняється, хоч вказані причини мають різний фізичний сенс.

§ 3.4. Доза фотонного випромінювання від радіоактивної хмари.

Радіонукліди, які розсіяні у атмосфері, можуть бути джерелом фотонного випромінювання. При цьому доза від факелу радіоактивних газів і аерозолів у значній ступені залежить від метеорологічних умов (категорій погоди), ефективної висоти труби або іншого джерела викидів, тривалості викидів, фізико-хімічної форми радіонуклідів, швидкості гравітаційного осадження і вимивання опадами і, звичайно, виду і енергії випромінювання. Розглянемо найбільш розповсюджені випадки для безперервного викиду, відповідного нормальній експлуатації об'єкту, і короточасного викиду, який є характерним для аварійної ситуації.

3.4.1. Безперервний викид. Джерело у формі напівнескінченного простору.

При тривалому викиді, який супроводжується зміною троянди вітрів і інших метеорологічних параметрів радіоактивну хмару часто імітують джерелом у формі напівнескінченного простору з рівномірно розподіленою за об'ємом активністю A_V , Бк/м³. Тоді потужність еквівалентної дози P_{HT} , Зв/с, яка утворюється у поверхневому (незабезпеченому) шарі тіла людини на відкритій місцевості, може бути розрахована за формулою

$$P_{HT} = A_V B_{\alpha\gamma} \quad (3.17)$$

де $B_{\alpha\gamma}$ -дозовий коефіцієнт зовнішнього випромінювання фотонами (у даному випадку γ -квантами радіонуклідів) від радіоактивної хмари, Зв·м³/(с·Бк).

Його чисельне значення може бути отримано на підставі закону променевої рівноваги, кількість випроміненої енергії у одиничному об'ємі нескінченного середовища рівномірно розподіленою об'ємною активністю дорівнює кількості поглиненої енергії у цьому об'ємі. Це, звичайно, виправдано і для β^\pm -часток.

Для 2π-геометрії опромінення з точністю до крайового ефекту на відкритій місцевості маємо:

$$B_{\alpha\gamma} = \frac{E_{1,602} \cdot 10^{-13} r}{2w\rho} \quad (3.18)$$

де $E = \sum_i n_i E_i$ - енергетичний вихід фотонів, МеВ/розп. (n_i - абсолютний вихід у схемі розпаду, фотон/розпад, E_i енергія і-го фотону, МеВ/фотон); $1,602 \cdot 10^{-13}$ - енергетичний еквівалент, Дж/МеВ, $r=1,09$ - перехідний коефіцієнт від поглиненої дози у повітрі до еквівалентної дози у біологічній тканині, Зв/Гр; $\rho=1,293$ - щільність повітря за нормальними умовами, кг/м³; 2-коефіцієнт, який враховує 2π-геометрію опромінення людини (у середині нескінченно протяжного джерела цей коефіцієнт дорівнює одиниці); коефіцієнт w зустрічається у більшості дозових коефіцієнтів,

$$w = 1 \text{ Дж} / (\text{Гр} \cdot \text{кг}), \quad (3.19)$$

т.п. енергетичний еквівалент грея, віднесений до маси у 1 кг середи, яка опромінюється, (у даному випадку повітря).

Зазначимо, що потужність викиду \dot{Q} , Бк/с, зв'язана її об'ємною активністю нукліда у атмосферному повітрі A_V , Бк/м³, співвідношенням:

$$\dot{Q} = A_V / G, \quad (3.20)$$

де G - фактор метеорологічного розбавлення при безперервному викиді, с/м³. Його визначення і формули розрахунку наведені нижче, у розділі 4. Тоді замість (3.17) можливо написати:

$$P_{HT} = \dot{Q} G B_{\alpha\gamma}. \quad (3.21)$$

У двох попередніх формулах припускають, що при визначенні коефіцієнту метеорологічного розбавлення $G(x)$ для заданої відстані від точки

викиду X урахована так звана функція виснаження хмари, яка включає до себе поправки на радіоактивний розпад, “сухе” та “мокре” осідання.

Формули випромінювання від джерела у формі напівнескінченного простору (3.17) і (3.21) звичайно використовують для припіднятого викиду при достатньому віддаленні від вентиляційної труби (за зоною максимуму приземної концентрації).

У залежності від вибраних одиниць дозовий коефіцієнт (3.18) може бути представлений у такому вигляді:

$$B_{\alpha\gamma} = 6,75 \cdot 10^{-14} \text{ Е}; \quad \text{Зв}\cdot\text{м}^3/(\text{год}\cdot\text{Бк}) \quad (3.22)$$

$$B_{\alpha\gamma} = 2,13 \text{ Е}; \quad \text{Зв}\cdot\text{м}^3/(\text{год}\cdot\text{Бк}) \quad (3.23)$$

$$B_{\alpha\gamma} = 0,25 \text{ Е}; \quad \text{бер}\cdot\text{м}^3/(\text{с}\cdot\text{Ки}) \quad (3.24)$$

При наявності суміші радіонуклідів використовується принцип суперпозиції з урахуванням процентного внеску кожного радіонукліда і спектра фотонного випромінювання.

При об'ємній активності $A_V(t)$ або потужності викиду, які змінюються з часом, очікувана еквівалентна доза за час T ($H_T, \text{Зв}$) розраховується за формулою

$$H_T = B_{\alpha\gamma} \int_0^T A_V(t) dt = B_{\alpha\gamma} \int_0^T Q(t) G(t) dt. \quad (3.25)$$

Якщо з вимірювань або розрахунку відомий закон розподілу з часом потужності дози $P_{HT}(t)$, то повна очікувана еквівалентна доза H може бути визначена із співвідношення

$$H = \int_0^{\infty} P_{HT}(t) dt.$$

Зауважимо, що формули (3.17) і (3.19) з простою модифікацією можуть бути використані також для розрахунку потужності дози для людини або інших організмів, які знаходяться над поверхнею води або занурені у ній. У цьому випадку $\rho = 1000 \text{ кг/м}^3$, а коефіцієнт у знаменнику

зменшується від двох для детектора (людини) на поверхні води до одиниці при зануренні його на глибину більш трьох довжин вільного пробігу.

3.4.2. Короткочасний викид. Модель кінцевої хмари.

Формули попереднього розділу відповідають ідеалізованому уявленню хмари у формі напівнескінченного простору з рівномірно розподіленою концентрацією радіонуклідів. Така ідеалізація для безперервних викидів допустима. Вона використовується звичайно для розрахунку доз за зоною максимуму приземної концентрації. При цьому похибка не буде перевищувати 5-10 %, якщо розміри забрудненого шару атмосфери перебільшують три довжини вільного пробігу фотонів у повітрі.

При короткочасних викидах, коли метеорологічні і інші умови залишаються незмінними, використовують різні моделі кінцевої хмари. На практиці найбільш часто струм радіоактивних викидів моделюється лінійним або циліндричним джерелом.

На Рис. 3.1 представлена спрощена схема струму радіоактивного газу у формі непоглинаючого лінійного джерела, який знаходиться на висоті d над плоскою поверхнею ґрунту.

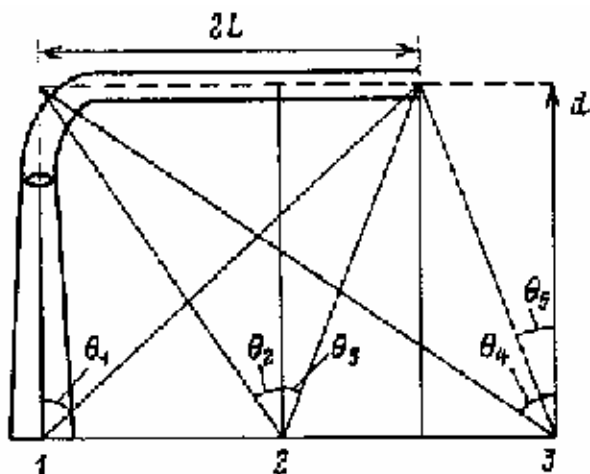


Рисунок 3.1 Спрощена схема струму радіоактивного газу у формі непоглинаючого лінійного джерела, який знаходиться на висоті d над плоскою поверхнею ґрунту

Якщо \dot{Q} -викид (Бк/с), u – швидкість вітру (м/с), тоді лінійна активність джерела (Бк/м)

$$A_L = \dot{Q}/u, \quad (3.26)$$

тоді потужність еквівалентної дози P_{HT} (Зв/с) у точці 1

$$P_{HT} = A_L r \Gamma_\delta F(\Theta_1, \mu d) / d. \quad (3.27)$$

У точці 2

$$P_{HT2} = A_L r \Gamma_\delta [F(\Theta_2, \mu d) + F(\Theta_3, \mu d)] / d; \quad (3.28)$$

у точці 2, якщо $\Theta_2 = \Theta_3$,

$$P_{HT2} = 2A_L r \Gamma_\delta F(\Theta_2, \mu d) / d; \quad (3.29)$$

у точці 2, якщо $\Theta_2 = \Theta_3 = \pi/2$,

$$P_{HT2} = 2A_L r \Gamma_\delta F(\pi/2, \mu d) / d; \quad (3.30)$$

у точці 3

$$P_{HT3} = A_L r \Gamma_\delta [F(\Theta_4, \mu d) + F(\Theta_5, \mu d)] / d. \quad (3.31)$$

У цих формулах

$$F(\Theta, \mu d) = \int_0^\Theta \exp(-\mu d \sec \Theta') d\Theta' \quad (3.32)$$

є функція послаблення фотонного випромінювання у повітрі – функція Зіверта, значення якої наведені у табл. 3.2 (Додаток). μ - лінійний коефіцієнт послаблення фотонів у повітрі; Γ_δ - керма – стала (см. (3.16)), Гр·м/(с·Бк); $r = 1,09$ – масовий коефіцієнт поглинання фотонів у біологічній тканині і у повітрі, м²/кг.

Часто більш зручніше пропонувати характеристику джерела у термінах об'ємної активності A_V (Бк/м³). Тоді у формулах (3.26), (3.31) використовується співвідношення

$$A_V = A_L / \pi R^2, \quad (3.33)$$

де R - радіус циліндричного джерела, м.

При використанні цих формул для більш точних розрахунків дози фотонного випромінювання радіоактивних газів необхідно:

- 1) ввести поправку k_9 на екранування випромінювання стінами будівель з урахуванням часу перебування людини у них.
 - 2) урахувати багаторазове розсіяння фотонів у повітрі шляхом помноження фактор накопичення $B(E, \mu d, Z)$ у повітрі.
 - 3) урахувати диференціальний спектр – випромінювання окремих радіонуклідів і наявність дочірніх нуклідів.
- З урахуванням формули (3.26) і вказаних вище поправок зв'язок між

потужністю викиду \dot{Q} і потужністю еквівалентної дози H_T , яка відповідає, наприклад, випадку (3.30), коли $\theta = \pi/2$, може бути представлена у вигляді:

$$P_{H_T} = 2 \dot{Q} \sum_{i=1}^m r \Gamma_{\delta i} F(\theta, \mu_i d) k_9 B_D(\mu_i d, E_i, Z) / u d, \quad (3.34)$$

Форму струму можна представити у вигляді циліндричного непоглинаючого джерела радіусом R . У цьому випадку повна активність A у струмі довжиною $2L$ $A = 2L A_L = 2\pi R^2 2L A_V$, де A_V - об'ємна активність Бк/м³. Тоді у формулах (3.27) – (3.31) лінійну активність A_L слід замінити об'ємною активністю $A_V = A_L / \pi R^2$, а формулу (3.26) переписати у вигляді:

$$A_V = \dot{Q} / \pi R^2 u, \quad (3.35)$$

$$F_L = \frac{1}{d} \int_{-\pi/2}^{+\pi/2} B_D(E_i, \mu_i d, Z) [\exp(-\mu_i d \sec \Theta)] d\Theta, \quad (3.36)$$

де $B(E, \mu d, Z)$ дозовий фактор накопичення точкового ізотропного джерела з енергією фотонів E , для товщини екрануючого шару повітря

$\mu; d$ (ця товщина включає радіус циліндричного джерела). Тоді формула (3.30) може бути представлена у вигляді

$$P_{HT2} = 2A_L r \Gamma_\delta F_L = 2A_V \pi R^2 r \Gamma_\delta F_L. \quad (3.37)$$

При збільшенні відстані від труби, форма струму, при деяких погодних умовах, може змінюватися від лінійного (циліндричного) джерела до джерела у формі напівнескінченного простору.

Для практичних розрахунків можна використати екстраполяційну формулу розрахунку дози $D(x)$ на будь-якій відстані X, Y , яка має вигляд:

$$D(x) = K(x)D_\infty(x) + [1 + K(x)]D_L(x),$$

де $D_\infty(x)$ - доза, розрахована за формулою (3.25) для хмари у формі напівнескінченного простору, $D_L(x)$ - доза, розрахована з використанням формул (3.27) - (3.31) для лінійного джерела; $K(x)$ -множник, який ураховує припіднятність струму над землею. Для короткочасних викидів

$$K(x) = \exp\left[-h^2 / 2\sigma_z(x)^2\right];$$

для безперервних викидів

$$K(x) = \sum_j \omega_j \exp\left[-h^2 / 2\sigma_{z,j}(x)^2\right],$$

де ω_j - повторюємість j -й категорії стійкості погоди. При необхідності більш точного розрахунку потужності дози фотонного випромінювання радіоактивної хмари складної форми необхідно моделювати його у вигляді послідовних невеликих об'ємних джерел і робити чисельне інтегрування по усім джерелам, з використанням рівняння

$$P_H = \frac{a}{4\pi} \iiint_V \frac{A_V B_D}{r^2} [\exp(-\mu r)] dV \quad (3.38)$$

де a -дозовий коефіцієнт, який залежить від вибору одиниць; B_D - дозовий фактор накопичення у повітрі; A_V - об'ємна активність; μ - лінійний

коефіцієнт послаблення у повітрі; r - відстань від детектора до елементарного об'єму dV .

§ 3.5. Доза фотонного випромінювання від радіонуклідів, які осіли на ґрунт.

Розрізняють поверхневий забруднений ґрунт, яке характерно для початкового періоду після короткочасного (наприклад, аварійного) викиду, і глибинне (максимум до 30 см), яке формується на протязі довгих випадів або через тривалий час після разового випадіння з орного ґрунту. У першому випадку самопоглинання у джерелі не ураховується у другому - слід вводити поправку на самопоглинання у ґрунті. Нижче приведені найбільш часто використовувані формули розрахунку дози γ -випромінювання, яку утворюють над ґрунтом, забрудненим радіоактивними речовинами. Розрахунок дози здійснений для висоти $d = 1$ м над рівнем ґрунту, що відповідає відстані від джерела до понад дорослої людини. Поглинання і багаторазове розсіяння у цьому шарі повітря не ураховувалось, так як прийнято, що ці два механізми взаємодії приблизно взаємно компенсують один одного.

Очікувана еквівалентна доза H_T , Зв, на все тіло від фотонного випромінювання на поверхневому забрудненні ґрунту після короткочасного викиду Q_0 , Бк, розраховується за формулою:

$$H_T = Q_0 [Gv_g + \Lambda G^Z] B_{sy} \tau_{ef}, \quad (3.39)$$

де B_{sy} - дозовий коефіцієнт, Зв·м² (с·Бк); v_g - швидкість сухого осадження домішок з атмосфери, м/с; Λ -стала вимивання домішок атмосферними опадами, с⁻¹, G -коефіцієнт метеорологічного розбавлення, с/м³; G^Z -параметр, який отримується інтегруванням коефіцієнта метеорологічного розбавлення G за висотою, с/м²; τ_{ef} -ефективний період, який ураховує радіоактивний розпад і виведення радіонукліда з ґрунту. Він розраховується за формулою:

$$\tau_{ef} = [(T_{1/2} T_b)(T_{1/2} + T_b)] / 0,693, \quad (3.40)$$

де $T_{1/2}$ і T_b періоди радіоактивного напіврозпаду та біологічного напіввиведення відповідно. У формулі (3.39)

$$Q_0(G_{v_g} + \Lambda G^z) = \dot{A}_s \quad (3.41)$$

являє собою поверхневе забруднення ґрунту (Бк/м²) від короткочасного викиду одразу після відкладення.

На достатньому віддаленні від місця викиду, тобто за зоною максимуму приземної концентрації, величину \dot{A}_s можна також розраховувати за формулою

$$\dot{A}_s = Q_0 G(v_g + \Lambda H_z^{\max}), \quad (3.42)$$

де H_z^{\max} - максимальне значення висоти шару перемішування. При безперервному викиді, характерному для нормальній експлуатації АЕС, відношення між потужністю викиду \dot{Q} (Бк/с) і потужністю еквівалентної дози P_{HT} (Зв/с) буде мати наступний вигляд:

$$P_{HT} = \dot{Q} [G_{v_g} + \Lambda G^z] B_{s\gamma} \tau_{\text{эф}} = \dot{A}_s B_{s\gamma} \tau_{\text{эф}}, \quad (3.43)$$

де $\tau_{\text{эф}}$ визначається формулою (3.40), G -формулами, а інтенсивність забруднення \dot{A}_s [Бк/(с·м²)] формулою

$$\dot{A}_s = \dot{Q} [G_{v_g} + \Lambda G^z] \quad (3.44)$$

Дозовий коефіцієнт $B_{s\gamma}$ [Зв·м²/(с·Бк)], який входить до формули (3.39) і (3.41), характеризує потужність еквівалентної дози на висоті $d = 1$ м над рівнем забрудненого ґрунту; він залежить від характеру забруднення ґрунту і виду розподілу фотонного випромінювання у загальному випадку залежність між потужністю дози і забрудненням ґрунту. При подальшому розгляданні питання нам необхідно скористатися інтегральними показниками функціями $E_n(x)$, які мають наступний вигляд:

$$E_n(x) = x^{n-1} \int_x^{\infty} \frac{\exp(-t)}{t^n} dt, \quad (3.45)$$

де $n = 1, 2, 3$;
для $n = 1$

$$E_1(x) = \int_x^{\infty} \frac{\exp(-t)}{t} dt \equiv -E_i(-x); \quad (3.46)$$

для $n = 2$

$$E_2(x) = x \int_x^{\infty} \frac{\exp(-t)}{t^2} dt \equiv \exp(-x) - xE_1(x), \quad (3.47)$$

яку також називають функцією Кінга;
для $n = 3$

$$E_3(x) = x^2 \int_x^{\infty} \frac{\exp(-t)}{t^3} dt \equiv \frac{1}{2} [\exp(-x) - xE_2(x)]. \quad (3.48)$$

Розглянемо дозові коефіцієнти B_{sy} , які входять у (3.39) і (3.43).

Поверхневі забруднення: 1) джерело має форму диска радіусом R ; послаблення у повітрі не ураховується, а розглядається ізотропний розподіл випромінювання:

$$B_{sy} = \pi r \Gamma_{\delta} \ln \left[\frac{(d^2 + R^2)}{d^2} \right]; \quad (3.49)$$

2) те ж з урахуванням послаблення у повітрі

$$B_{sy} = 2\pi r \Gamma_{\delta} [E_1(b_1) - E_1(b_1 \sec \Theta)], \quad (3.50)$$

де Θ - кут видимості радіуса джерела R з точки детектора;

3) те ж, що і у п. 2, але для $\Theta = \pi/2$ (нескінченно протяжна рівна поверхня)

$$B_{sy} = 2\pi r \Gamma_{\delta} E_1(b_1); \quad (3.51)$$

4) те ж, що у п. 1, але для косінусоїдального розподілу випромінювання виду

$$\begin{aligned} \dot{A}_s(\Theta) &= \left(\dot{A}_s / 2\pi \right) \cos \Theta \\ B_{sy} &= 4\pi r \Gamma_{\delta} (1 - \cos \Theta), \end{aligned} \quad (3.52)$$

де Θ - кут між нормаллю до площини джерела і напрямком випромінювання, що аналізується.

5) те ж, що у п. 4, але з урахуванням поглинання випромінювання у повітрі шаром μd

$$B_{sy} = 4\pi r \Gamma_{\delta} [E_2(b_1) - \cos \Theta E_2(b_1 \sec \Theta)]. \quad (3.53)$$

При $\Theta = \pi/2$ (нескінченна поверхня з косінусоїдальним розподілом випромінювання формули (3.52) і (3.53) приймають відповідно вигляд:

$$B_{sy} = 4\pi r \Gamma_{\delta}; \quad (3.54)$$

$$B_{sy} = 4\pi r \Gamma_{\delta} E_2(b_1). \quad (3.55)$$

У цих формулах $b_1 = \mu d$, де μ - лінійний коефіцієнт послаблення фотонів у повітрі;

d - відстань від поверхні ґрунту до детектора (у розрахунок приймається $d=100$ см), функції $E_1(x)$ і $E_2(x)$ визначені формулами (3.45) і (3.46). З рис. 3.4 видно, що по мірі зменшення висоти функція $E_1(x)$ швидко зростає і при $x=0$ $E_1(0) = \infty$, у той час коли функція $E_2(x)$ у широкому діапазоні висоти дорівнює приблизно 1, а це більш відповідає експериментальним даним. Зауважимо, що у дійсності поверхня ґрунту частіше за все є жорсткою. У цьому випадку є більш справедливим косінусоїдальний закон розподілу випромінювання який для невеликої висоти дає трохи менші значення дозового множника B_{sy} . Враховуючі, що для висоти $h=1$ параметр μd дуже малий (приблизно 0,001) поглинанням у повітрі, а також розсіянням (ці конкуруючі процеси взаємно компенсують один одного) можна знехтувати.

Таким чином, при розрахунку дози фотонного випромінювання забрудненої поверхні ґрунту рекомендується застосувати дозовий коефіцієнт B_{γ} у вигляді дуже простої формули (3.54)-(3.55). Значення B_{γ} для будь-яких радіонуклідів вони можуть бути отримані з використанням формули (3.16).

§ 3.6. Доза від зовнішнього β - випромінювання радіонуклідів.

Під узагальненим терміном - випромінювання розуміється випромінювання іонів радіоактивними ядрами. Якщо вони несуть негативний заряд, їх називають β^- - частками, якщо позитивний β^+ - частками, або позитронами. За своєю природою спектр енергії β - часток є безперервним і простягається від дуже низьких значень до 10 MeV, але головний практично важливий діапазон знаходиться у границях від 10 keV до 5 MeV. Крім того, при деяких типах ядерних перетворень відбувається процес, коли енергія переходу між двома ядерними енергетичними рівнями передається електрону. Він несе енергію, яка дорівнює різниці енергій переходу і зв'язку електрона. При цьому випромінюються електрони конверсії, які мають дискретний (лінійчатий) спектр енергії.

У діапазоні вказаних вище енергій електрони при взаємодії з речовиною гублять свою енергію у результаті гальмівної здібності речовини. Розрізняють гальмівну здібність, яка дорівнює середній втраті енергії на одиницю довжини шляху за рахунок кулонівських зіткнень з зв'язаними електронами середовища $S_c [-dE/dx]$, MeV/cm. Цей процес приводить до іонізації і збудженню атомів. Другий процес - втрати енергії за рахунок гальмівного (фотонного) випромінювання у електричному полі атомних ядер і електронів називають радіаційною гальмівною здібністю S_r , MeV/cm. На практиці звичайно використовують масову гальмівну здібність $S_m = S/\rho$, де ρ - щільність середовища. При взаємодії β - часток і електронів конверсії з біологічною тканиною більш 95 % енергетичних втрат відбувається за рахунок першого процесу іонізації і збудження атомів. Теоретичний розрахунок масових гальмівних здібностей заряджених часток визначають за класичною формулою Бете.

Розглянемо найбільш значні шляхи зовнішньої дії β - часток на організм.

3.6.1. Джерело - паралельний моноенергетичний потік електронів.

У цьому випадку важливими радіаційними характеристиками є масові гальмівні здібності S_m і середній пробіг \bar{R} , отриманий у наближенні безперервного сповільнення. У цьому наближенні нехтують флуктуаціями втрат енергії і приймають, що електрони безперервно гублять енергію вздовж свого треку у відповідності з середніми втратами енергії на одиницю довжини шляху. Зв'язок між \bar{R} і $S_m = [-dE/dx]$ визначається співвідношення

$$\bar{R} = \int_0^{E_0} \frac{dE}{-dE/dx} \quad (3.56)$$

Повна масова гальмівна здібність $[-dE/dx]$, $\text{MeV} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{kg}^{-1}$, може бути використана для розрахунку потужності поглиненої дози у біологічній тканині P_D , Гр/с. Якщо на її поверхні нормально падає щільність потоку електронів ϕ_e , $\text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$, тоді

$$P_D = \frac{\phi_e [-dE/dx] \cdot 1,602 \cdot 10^{-13}}{w}, \quad (3.57)$$

де $1,602 \cdot 10^{-13}$ - енергетичний еквівалент, Дж/МеВ; $w = 1$ Дж/(кг·Гр) - перехідний коефіцієнт. Для отримання потужності еквівалентної дози P_{H_T} , Зв/с, на глибині d необхідно ввести у формулу (3.57) множник $k = 1,09$ Зв/Бк і поправку на поглинання β -часток у тканині.

Електрони і позитрони, відхиляючись (випробовуючи гальмування) у електричному полі ядра, випромінюють фотони (рентгенівське випромінювання) з безперервним спектром, яке прийнято називати гальмівним випромінювання. Однак його внесок у дозу для низькоатомних середовищ дуже мале і тут не розглядається. У якості прикладу у табл. Д.9. (см. Додаток) наведені чисельні значення S_m , \bar{R} для деяких середовищ.

Для оцінки пробігу електронів часто застосовують наближені емпіричні формули. Так, для максимального пробігу R_{\max} , $\text{г} \cdot \text{см}^{-2}$, у алюмінії використовуються відношення

$$\text{для } E_0 \text{ от } 0,5 \text{ до } 2,5 \text{ MeV} \quad R_{\max} \approx 0,52 E_0^{-0,09}; \quad (3.58)$$

$$\text{для } E_0 > 2,5 \text{ MeV} \quad R_{\max} \approx 0,53 E_0^{-0,106}. \quad (3.59)$$

Для більш грубих оцінок використовують також спрощені формули:

$$\text{в мм Al} \quad R_{\max} \approx 2,5 E_0; \quad (3.60)$$

$$\text{в м повітря} \quad R_{\max} \approx 4,5 E_0; \quad (3.61)$$

$$\text{в мм води} \quad R_{\max} \approx 5,2 E_0. \quad (3.62)$$

Знання максимального пробігу β -частинок необхідно не тільки для захисту від них, але також і при оцінці можливої небезпеки від якої-небудь середи, забрудненої радіоактивними речовинами (радіоактивної хмари, ґрунту), вибору товщини стінок детектора для виміру полів фотонного випромінювання відкритих радіоактивних джерел і т.і. Значення граничної і середньої енергії β -частинок наведені у табл. 3.10 (см. Додаток).

3.6.2. Джерело- забруднене повітря.

У цьому випадку розрахунок доз відбувається за «методом понурення», який імітує джерело у формі напівнескінченного простору. Тоді, згідно умові променевої рівноваги, потужність еквівалентної дози на незахищену одягом біологічну тканину P_H Зв/с, може бути розрахована з співвідношення:

$$P_H = A_V B_{\alpha\beta}, \quad (3.63)$$

де A_V – об’ємна активність Бк/м³; $B_{\alpha\beta}$ – дозовий коефіцієнт зовнішнього-опромінення Зв м²/(с Бк), який розраховується за формулою

$$B_{\alpha\beta} = \frac{E_{1,602} \cdot 10^{-13} \text{ r}}{2w\rho} \sum_i n_i E_i [S_m(E_i)_t / S_m(E_i)_a] k, \quad (3.64)$$

де $\rho = 1,293 \text{ кг/м}^3$ – щільність повітря; $S_m(E_i)_t / S_m(E_i)_a = 1,09 \pm 0,04$ - відношення повних гальмівних здібностей β - частинок і-ї енергії у біологічній тканині і повітрі; $k = 1 \text{ Зв/Гр}$ - коефіцієнт якості. Інші коефіцієнти ті ж, що у формулі (3.18).

При розрахунку у базальному шарі шкіри необхідно ввести поправку

на поглинання β -часток у епідермісі.

Формули (3.63) і (3.64) можуть також використовуватися з розрахунку потужності еквівалентної дози зовнішнього випромінювання β - частками при зануренні у воду, забруднену радіоактивними речовинами. Для цього слід прийняти об'ємну активність води A_V , Бк/м³, $\rho=1000\text{кг/м}^3$, $S_m(E_i)_t / S_m(E_i)_a \approx 1$. На відміну від проникаючих фотонів, як при повному зануренні у воду (купанні), так і під час перебування на поверхні води у (3.64) зберігається множник 2; для β - опромінення завжди дотримується геометрія опромінення 2π .

§3.6.3. Джерело - забруднення поверхня шкіри.

При оцінці доз зовнішнього опромінення, котре обумовлено β - частками або електронами конверсії радіонуклідів, необхідно мати на увазі великі невизначення і можливі помилки, які пов'язані насамперед з їх порівняно невеликою проникливою здібністю у речовині. Так, якщо хмара радіоактивних газів знаходиться вище 20 м над поверхнею землі, тоді внеском у дозу від β -часток можна знехтувати. Взуття, одяг або засоби індивідуального захисту також екранізують потік β -часток, якщо їх ефективна товщина перевищує 2 г/см².

Але разом з тим саме завдяки невеликій проникливій здібності і, отож, великим енергетичним втратам dE/dx на одиницю довжини поглиненої речовини - біологічної тканини. β -частки можуть бути небезпечним вразливим фактором неекранізованих шкіряних покровів, якщо потужність джерела велика. Частіше усього це може бути при аварійній ситуації.

§ 3.7. Дозові коефіцієнти внутрішнього опромінення, отримані з нормативів і стандартів, за рекомендаціями НРБУ-97 і МКРЗ.

У цьому розділі мова іде про дозові коефіцієнти внутрішнього опромінення, які входять до формул розрахунку доз при попаданні радіонуклідів до організму людини інгаляційним і пероральним шляхами. При подальшому розгляданні нам буде потрібне знання головних дозових границь, прийнятих у нашій країні – НРБУ-97. До дозових коефіцієнтів відносяться:

V_a і V_w — дозові коефіцієнти внутрішнього опромінення (потужність еквівалентної дози на одиничну об'ємну активність повітря і питної води) відповідно для повітря і води, Зв·м³/(с·Бк);

V_{ig} і V_{ih} - дозові коефіцієнти (еквівалентна доза на одиничну активність, яка потрапила до організму інгаляційним і пероральним шляхом), Зв/Бк

Введемо також позначення, прийняті у НРБУ-97:

ЛД – границя еквівалентної дози для визначеної категорії населення табл. 5.2 (НРБУ-97), Зв/рік;

DK_B^{inhal} і DN_B^{ingest} допустимі концентрації радіонуклідів у атмосферному повітрі і питної воді, Бк/м³ (таблиця Д2.2. НРБУ-97);

DN_B^{inhal} - DN_B^{inhal} границі річного потрапляння радіонуклідів у організм людини, Бк/рік (таблиця Д2.2. НРБУ-97).

Нижче наведені формули, які зв'язують перелічені вище характеристики. При цьому, вони використовуються лише для головної часті населення (категорія В), хоча взагалі можуть бути застосовані для персоналу (категорія А, Б).

Запишемо їх у вигляді

а) інгаляційний шлях надходження

$$ЛД = DK_B^{inhal} V_a 3,16 \cdot 10^7 \quad (3.65)$$

$$ЛД = DN_B^{inhal} V_{ih} \quad (3.66)$$

б) пероральний шлях надходження

$$ЛД = DK_B^{ingest} V_a 3,16 \cdot 10^7 \quad (3.67)$$

$$ЛД = DN_B^{ingest} V_{ig}, \quad (3.68)$$

де $3,16 \cdot 10^7$ - число секунд у році.

Вирішуючи ці співвідношення відносно дозових коефіцієнтів В, використовуючи при цьому відповідні границі доз ЛД, ДК і ДН, прийняті у НРБУ-97, можна отримати їх чисельні значення.

У публікаціях 20-24 МКРЗ надані перелічені значення дозових коефіцієнтів для різних радіонуклідів. При використанні цих таблиць необхідно урахувати наступні особливості. По-перше головні і похідні характеристики у Публікації 30 МКРЗ наведені лише для професіональних робітників старше 18 років (категорія А). І, отже, коефіцієнти V_{ig} і V_{ih}

відповідають напіввіковій очікуваній дозі для дорослих лиць за період 50 (точніше, з 20 до 70) років. Для лиць молодшого віку закономірності формування дозових навантажень джерела внутрішнього опромінення дуже складні, і на цей час поки немає загальноприйнятої надійної моделі для обліку вікових особливостей при формуванні доз, однак, без обліку метаболізму, можливо розрахувати приблизні дози для дітей. При цьому слід відповідну дозу домножити на віковий коефіцієнт w_y , який дорівнює:

$$w_y = \frac{m_1 V_1}{m_2 V_2}, \quad (3.69)$$

де m_1 – маса тіла (органу) дорослої людини, m_2 – маса тіла (органу) дитини, V_1 – об’єм повітря, що вдихається (води, молока або маса їжі, що споживається) дорослим, V_2 – об’єм повітря, що вдихається (води, молока або маса їжі, що споживається) дитиною. Ці данні можна знайти у таблицях Д.2.10 і Д.2.6. відповідно (НРБУ-97).

Дозові коефіцієнти можуть бути використані для розрахунку ефективних, еквівалентних доз і потужностей доз, наприклад, можливо знайти еквівалентну дозу H_T з наступного співвідношення:

$$H_T = V_{ig} A_V V, \quad (3.70)$$

де A_V – об’ємна активність повітря Бк/м³, V – об’єм в повітря, що вдихається м³. Основні антропометричні данні можна знайти у таблиці Д.2.6. (НРБУ-97).

Якщо у формулу підставити коефіцієнт V_{ig} , а замість V – об’єм вжитої води, молока або масу спожитої їжі – M , кг, то можливо підрахувати еквівалентну дозу отриману пероральним шляхом, домноживши праву частину на зважуючий фактор w_T можливо визначити ефективну дозу у конкретному органі, а домноживши на віковий коефіцієнт – для різного віку.

Подібні задачі зустрічаються як при “хронічному” (пролонгированому) опроміненні, так і у особливості при короткочасному опроміненні (наприклад, у випадку забруднення біосфери аварійними викидами).

ГЛАВА IV

ДОПУСТИМИ РІВНІ ДОЗ ТА ЗАБРУДНЕНЬ У ВІДПОВІДНОСТІ З НРБУ-97 І ДР-97.

У цій главі приводяться основні допустимі значення доз та рівней забруднення продуктів живлення, води, будівельних та технічних матеріалів, прийняті в нашій країні у відповідності з НРБУ-97 і ДР-97.

При розробці цих норм насамперед ставилися наступні розуміння та вимоги до безпеки:

1. Чисельні значення границі доз установлюються на рівнях, які виключають можливість виникнення детерміністичних ефектів опромінення та, одночасно гарантують настільки низьку імовірність виникнення стохастичних ефектів опромінення, що вона являється прийнятною як для окремих осіб, так і для суспільства взагалі.

2. Для осіб категорії **A** та **B** межі доз встановлюються у границях величин індивідуальної годової ефективної і еквівалентної доз зовнішнього опромінення (границя річної ефективної та еквівалентної доз). Обмеження опромінення осіб категорії **B** населення) здійснюється введенням границь річної ефективної та еквівалентної доз для критичних груп осіб категорії **B**. Останнє означає, що значення річної дози опромінення осіб, які входять до критичної групи, не повинно перевищувати межі дози, яка установлена для осіб категорії **B**.

3. З границею дози порівнюється сума ефективних доз опромінення від усіх індустриальних джерел іонізуючого випромінювання. В цю суму не включають:

- дозу, яку отримують при медичному обстеженні або лікуванні;
- дозу опромінення від природних джерел іонізуючого випромінювання;
- дозу, пов'язану з аварійним опромінення населення;
- дозу опромінення від техногенно-поширених джерел природного походження.

4. Крім границі річної ефективної дози встановлюються додатково границі річної еквівалентної дози зовнішнього опромінення окремих органів та тканин:

- кришталика ока;
- шкіри;
- костей та ступень;

5. Встановлено перелік допустимих рівнів (ДУ), які відносяться до радіаційно - гігієнічних нормативів першої групи.

Для категорії А:

- допустиме надходження ($ДН_A^{inhal}$) радіонукліда через органи дихання;
- допустима концентрація ($ДК_A^{inhal}$) радіонукліда у повітрі робочої зони;
- допустима щільність потоку часток ($ДЩП_A$);
- допустиме радіоактивне забруднення ($ДЗ_A$) шкіри, спецодягу та робочих поверхнею.

Для категорії Б:

- допустиме надходження ($ДН_B^{inhal}$) радіонукліда через органи дихання;
- допустима концентрація ($ДК_B^{inhal}$) радіонукліда у повітрі робочої зони.

У таблиці 4.1. наведені границі дози опромінення закріплені у НРБУ-97

Таблиця 4.1. Границі дози опромінення різних категорій населення($мЗв \cdot рік^{-1}$)

	Категорія населення		
	А*	Б**	В**
ПД _Е (межа ефективної дози)	20***	2	1
Межа еквівалентної дози зовнішнього опромінення:			
- ПД _{lens} (для кристалика ока)	150	15	15
- ПД _{skin} (для шкіри)	500	50	50
- ПД _{extrim} (для костей та ступень)	500	50	-

Примітка:

* - розподіл дози опромінення протягом календарного року не регламентується;

** - Жінкам дітородного віку (до 45 років) та для вагітних жінок діють обмеження пункту 4.6;

*** - у середньому за будь-які 5 років підряд, але не більш 50 мЗв за

окремий рік ($ЛД_{\max}$).

Для категорії В:

- допустиме надходження радіонукліда через органи дихання ($ДН_B^{inhal}$) та травлення ($ДН^{inhal}$);
- допустимі концентрації радіонукліда у повітрі ($ДК_B^{inhal}$) та питьової воді ($ДК^{inhal}$);
- допустимий викид та скид у навколишнє середовище.

6. Чисельні значення допустимих рівнів (ДП, ДК) які розраховані для умов впливу одного радіонукліда і одного шляху надходження при референтних умовах опромінення наведені у НРБУ-97. Ці чисельні значення є радіаційно-гігієнічними нормативними величинами (див. Додаток 2 НРБУ-97).

7. Величини допустимих рівней розраховані з умов надходження одного батьківського радіонукліда і відсутністю у момент надходження дочірніх продуктів розпаду. Акумуляція у організмі дочірніх продуктів розпаду, які виникли після надходження до організму, облічена у величинах ДУ. Дочірні радіонукліди, які надходять до організму разом з батьківськими, розглядаються в умовах (4.1), (4.2) як самостійні радіонукліди.

8. Якщо є данні про фактичні умови опромінення, які значно відрізняються від референтних, допускається перегляд ДУ для окремого виробництва, технології, робочого місця. Розробка та узгодження таких ДУ проводяться у порядку, який встановлен Міністерством охорони здоров'я України.

9. При контролі річного надходження радіонуклідів і дози зовнішнього опромінення ПД не буде перевищен, якщо одночасно виконуються наступуючі нерівності:

$$\left\{ \begin{array}{l}
 \frac{E_{\text{ext}}}{\text{ЛД}_E} + \sum_i \frac{I_i^{\text{inhal}}}{\text{ДН}_i^{\text{inhal}}} + \sum_i \frac{I_i^{\text{ingest}}}{\text{ДН}_i^{\text{ingest}}} \leq 1 \quad (\text{a}) \\
 \frac{H_{\text{lens}}}{\text{ЛД}_{\text{lens}}} \leq 1 \quad (\text{b}) \\
 \frac{H_{\text{skin}}}{\text{ЛД}_{\text{skin}}} \leq 1 \quad (\text{c}) \\
 \frac{H_{\text{extrim}}}{\text{ЛД}_{\text{extrim}}} \leq 1 \quad (\text{d})
 \end{array} \right. \quad (4.1)$$

де:

E_{ext} - ефективна доза зовнішнього опромінення;

ЛД_E - границя ефективної дози для категорії, яка розглядається;

I_i^{inhal} - річне інгаляційне надходження i -го радіонукліду;

$\text{ДН}_i^{\text{inhal}}$ - допустиме надходження через органи дихання для i -го радіонукліду та категорії, яка розглядається;

I_i^{ingest} - річне пероральне надходження i -го радіонукліду;

$\text{ДН}_i^{\text{ingest}}$ - допустиме надходження пероральне для i -го радіонукліду та категорії, яка розглядається;

H_{lens} - річна еквівалентна доза опромінення кришталіка ока;

ЛД_{lens} - границя еквівалентної дози зовнішнього опромінення кришталіка ока;

H_{skin} - річна еквівалентна доза зовнішнього опромінення шкіри;

ЛД_{skin} - границя еквівалентної дози зовнішнього опромінення шкіри;

H_{extrim} - річна еквівалентна доза зовнішнього опромінення кісток ступеней;

$ПД_{\text{extrim}}$ - границя еквівалентної дози зовнішнього опромінення кісток та ступінь.

10. При контролі середньорічної об'ємної концентрації радіонуклідів у повітрі та питної воді (продуктах харчування) та дози зовнішнього опромінення $ПД$ не буде перевищен, якщо одночасно виконуються наступні нерівності:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{E_{\text{ext}}}{ЛД_E} + \sum_i \frac{C_i^{\text{inhal}}}{ДК_i^{\text{inhal}}} + \sum_i \frac{C_i^{\text{ingest}}}{ДК_i^{\text{ingest}}} \leq 1 \quad (a) \\ \frac{H_{\text{lens}}}{ЛД_{\text{lens}}} \leq 1 \quad (b) \\ \frac{H_{\text{skin}}}{ЛД_{\text{skin}}} \leq 1 \quad (c) \\ \frac{H_{\text{extrim}}}{ЛД_{\text{extrim}}} \leq 1 \quad (d) \end{array} \right. \quad (4.2)$$

де:

C_i^{inhal} - об'ємна середньорічна концентрація і-го радіонукліда у повітрі;

$ДК_i^{\text{inhal}}$ - допустима концентрація і-го радіонукліда у повітрі для категорії, яка розглядається;

C_i^{ingest} - об'ємна середньорічна концентрація і-го радіонукліда у воді;

$ДК_i^{\text{ingest}}$ - допустима концентрація і-го радіонукліда у питної воді.

11. Для категорій А, Б у нерівності (а) систем (4.1), (4.2) останній член суми (пероральне надходження) не розглядається. Для категорії В нерівність (d) у системах (4.1), (4.2) не застосовується.

12. Якщо є данні, які дозволяють вести контроль за обома системами нерівностей, приймається, що $ПД$ не перевищує при одночасному виконванні умов (4.1) і (4.2).

13. У системах (4.1), (4.2) нерівність (а) забезпечує неперевищення границі річної ефективної дози (яка відповідає прийнятому ризику стохастичних ефектів), нерівності (b), (c), (d) - границь еквівалентної дози зовнішнього опромінення кришталика ока, шкіри, кісток та ступень.

14. Для категорії Б величини ДУ у 10 разів нижче відповідних ДУ категорії А.

15. Для будівельних матеріалів та сировини норми встановлені для ефективної питомої активності $A_{эф}$, яка визначає як сума питомих активностей Ra-226 (A_{Ra}), Th-232 (A_{Th}), K-40 (A_K)

$$A_{эф} = A_{Ra} + 1,31A_{Th} + 0,085A_K, \quad (4.3.)$$

де 1,31 і 0,085 – змулені коефіцієнти для Th-232 і K-40 відповідно по відношенню до Ra-226

- якщо значення $A_{эф}$ у будівельних матеріалах і сировина ≤ 370 Бк/кг, то вони можуть бути використані у всіх видах будівництва без обмежень;
- якщо значення $A_{эф}$ у будівельних матеріалах і сировина більше за 370 Бк/кг але не перевищує 740 Бк/кг, то вони можуть бути використані для промислового будівництва та будівництва шляхів;
- якщо $A_{эф}$ у будівельних матеріалах і сировина більше за 740 Бк/кг але не перевищує 1350 Бк/кг то вони можуть бути використані у таких випадках:

в межах населених пунктів:

для будівництва підземних споруд, які покриті шаром ґрунту товщиною більш 0,5 м. У таких спорудах заборонене перебування людей більш ніж 4 години;

за межами населених пунктів:

для будівництва шляхів, греблів та інших об'єктів з обмеженим часом перебування людей.

Використання будівматеріалів і мінеральної сировини, якщо $A_{эф}$ більше 3700 Бк/кг може бути дозволено тільки для зовнішньої оздоби споруд (але не дитячих) декоративними матеріалами при наявності спеціального дозволу державного санітарного лікаря.

16. Потужність поглиненої у повітрі дози (ППД) гамма-випромінювання у приміщеннях, з урахуванням природного радіаційного фону не повинна перевищувати:

- 4,4 нГр/с (30 мкР/год) для приміщень, які будуються і здаються у експлуатацію,
- 7,7 нГр/с (50 мкР/год) для приміщень, які введені у експлуатацію до

1998 р

17. Середньорічна еквівалентна рівноважна об'ємна активність (ЕРОА) ізотопів радону Rn-222 у повітрі на повинна перевищувати 50 Бк/м³, а для Rn-220 (торон) - 3 Бк/м³. У випадку, якщо ці значення перевищені у двоє, необхідно негайно прийняти контрміри, однак, ці вимоги не розповсюджуються на спеціальні лікувальні заклади, які використовують райони у лікувальних цілях.

18. Для мінеральних добрив сумарна питома активність усіх природних ізотопів Урану і Th-232 не повинна перевищувати 1,9 10³ Бк/кг

19. Для питної води встановлені такі граничні значення питомої активності :

- Rn-222 - 100 Бк/кг,
- суміш усіх природних ізотопів Урану - 1 Бк/кг,
- Ra-226 - 1 Бк/кг,
- Ra-228 - 1 Бк/кг.

У випадку використання води з артезианських шпарин або інших природних джерел і реалізації її через торгову сіть необхідно мати паспорт радіаційної якості води.

20. Допустимі рівні радіоактивного забруднення продуктів харчування регламентується державним нормативним документом «Допустимі рівні змісту радіонуклідів Cz-137 і Sr-90 у продуктах харчування і питьовій воді» (ДР-97), прийняті 25.07.1997 р.

Цей документ регламентує значення допустимих рівней, які повинні забезпечити неперевикнення річної ефективної очікуваної дози опромінення населення - 1 мЗв за рахунок внутрішнього опромінення окремо радіонуклідами Cz-137 і Sr-90, які потрапляють до організму на протязі року з харчовими продуктами. При цьому активність споживаних за добу продуктів не повинна перевищувати 10 Бк/доб для Cz-137 і 35 Бк/доб для Sr-90.

Узагальнене значення допустимих рівней змісту радіонуклідів Cz-137 і Sr-90 у харчах та питьовій воді приведені у таблиці 4.2.

Таблиця 4.2. Значення допустимих рівней змісту радіонуклідів Cz-137 і Sr-90 у харчових і питьовій воді (Бк/кг.Бк/л).

№	Найменування продукту	Cz-137	Sr-90
1	2	2	4
1	Хліб, хлібопродукти	20	5
2	Картопля	60	20
3	Овочі, столова зелень	40	20
4	Фрукти	70	10
5	М'ясо. М'ясні продукти	200	20

Продовження таблиці 4.2.

1	2	3	4
6	Риба, рибні продукти	150	35
7	Молоко, молочні продукти	100	20
8	Яйця (шт.)	6	2
9	Вода	2	2
10	Молоко згущене і концентроване	300	60
11	Молоко сухе	500	100
12	Свіжі дикоростучі гриби і ягоди	500	50
13	Сушені дикоростучі гриби і ягоди	2500	250
14	Лікарські рослини	600	200
15	Інші продукти	600	200
16	Спеціальні продукти дитячого харчування	40	5

21. Продукти (крім спеціальних продуктів дитячого харчування) допускаються до реалізації та споживання, якщо виконується умова:

$$\frac{A_{Cz}}{ДР_{Cz}} + \frac{A_{Sr}}{ДР_{Sr}} \leq 1, \quad (4.4.)$$

де A_{Cz} і A_{Sr} – відповідно питомі активності Cz-137 і Sr-90 у даному харчовому продукті, $ДР_{Cz}$ і $ДР_{Sr}$ - допустимі рівні змісту Cz-137 і Sr-90 у даному харчовому продукті.

Наведені у цій главі допустимі значення і норми є обов'язковими до застосування усіма підприємствами і організаціями України, контроль за дотриманням цих норм полягає на служби радіологічного і санітарноепідеміологічного контролю.

ГЛАВА V

РОЗПОВСЮДЖЕННЯ РАДІОАКТИВНИХ ДОМІШОК У ДОВКІЛЛІ

5.1 Дифузія змилених у рідині частинок

Під впливом молекулярного руху змилені у рідині частинки здійснюють неупорядкований броунівський рух. Покладемо, що подальший рух окремої виділеної частинки є броунівським. Взагалі кажучи, це припущення є наближенням і справедливо, якщо концентрація змилених частинок є достатньо мала, так що взаємодією проміж ними можна знехтувати.

Якщо $w(\vec{r}, t)dr$ дорівнює ймовірності знайти мігруючу частинку на момент часу t на відстані, яка належить до інтервалу $[r, r+dr]$ від початку координат, де вона початково знаходилася.

Користуючись відомим рішенням рівняння дифузії

$$\frac{\partial C}{\partial t} = D\Delta C \quad (5.1)$$

(де D – коефіцієнт дифузії, Δ - оператор Лапласа), в якості базового припущення, отримуємо

$$w(\vec{r}, t) = \frac{1}{2\sqrt{\pi D^3 t^3}} e^{-\frac{r^2}{4Dt}} r^2 dr \quad (5.2)$$

Відповідно до (5.2), середньоквадратична відстань, на якій частинка знаходиться на протязі часу t r^2 дорівнює

$$\bar{r}^2 = \int_0^{\infty} r^2 w(\vec{r}, t) dr = 6Dt \quad (5.3)$$

Таким чином, середня відстань, яку частинка минає на протязі

деякого інтервалу часу t , пропорційна кореню квадратному від часу \sqrt{t} . Взагалі кажучи, траєкторія броунівської частинки належить до класу так званих неевклідовських об'єктів – фракталів.

Коефіцієнт дифузії змилених у рідині частинок можна знайти за допомогою виразу для рухливості, у наступному вигляді, яке носить назву співвідношення Ейнштейна

$$D = Tb, \quad (5.4)$$

де: T - температура, а b - рухливість, яка в свою чергу може бути знайдена за допомогою, скажімо, гідродинамічних рівнянь. Наприклад, для частинок, які мають форму сфери, з радіусом R

$$b = \frac{1}{6\pi R\eta}, \quad (5.5)$$

де η - в'язкість рідини.

Якщо частинка має більш складну форму, то:

$$b = \frac{1}{3} \left(\frac{1}{a_1} + \frac{1}{a_2} + \frac{1}{a_3} \right), \quad (5.6)$$

де a_1, a_2, a_3 – головні вісі симетрії, відповідного симетричного тензора a_{ik} форми частинки.

Окрім поступного броунівського руху і поступної дифузії змилених частинок може бути, відповідно, обертальний броунівський рух і дифузія.

§ 5.2. Вплив метеорологічних факторів на розповсюдження радіоактивних домішок у атмосфері.

Домішкою у метеорології звичайно називають речовини, які потрапляють у атмосферу у вигляді газів та аерозолів у процесі викиду. Подальше розповсюдження їх у атмосфері відбувається шляхом розсіяння

у результаті турбулентної дифузії і повітряного переносу.

Повітряний переніс призводить до того, що при неперервному витіканні домішок у атмосферу утворюється струмінь викиду. При слабкому вітрі або при його повній відсутності (штилі) дифузійний переніс у повітрі може превалювати над повітряним переносом, і тоді навколо джерела безперервних викидів утворюється штильова хмара домішок [8].

Радіонукліди, розсіяні у атмосфері являються джерелом радіоактивного випромінювання. При цьому доза від факелу радіоактивних газів і аерозолів у значному ступені залежить від метеорологічних умов, швидкість повітря, інсоляція, хмарність, опади. Розповсюдження радіоактивних домішок у атмосфері відбувається в результаті дифузії і повітряного переносу.

Турбулентність обумовлена наявністю у атмосфері неупорядкованих завихрень, у які утягнуті визначні маси повітря. Вони володіють приватними розмірами, швидкістю руху та складним чином взаємодіють між собою і з поверхнею землі, розпадаючись і утворюючи більш дрібні вихри, зливаючись у крупні. Звичайно у атмосфері присутні вихри різних розмірів і форм. Джерелами їх виникнення є сили тертя при взаємодії повітряного потоку з землею і вертикальні потоки повітря над нагрітою поверхнею. При збільшенні висоти впливу поверхні землі ступінь турбулентності атмосфери зменшується. Тому з ростом розмірів анізотропія атмосферних вихрів зростає. По горизонталі вони можуть досягати декілька сотень кілометрів (наприклад - антициклони). Вертикальні розміри вихрів у атмосфері звичайно обмежені і складають порядки декілька сотень метрів.

У атмосфері прийнято виділяти так званий прикордонний шар. Він примикає безпосередньо до поверхні землі і характеризується розвинутою вертикальною турбулентністю. Верхні шари повітря називають вільною атмосферою. У неї вертикальна складова турбулентних коливань швидкості повітря зменшується до дуже малої величини і турбулентність стає двомірною.

Дифузія домішок у повітрі відбувається у результаті діяння турбулентних вихрів на хмару викиду. Картина їх взаємодії суттєвим чином залежить від відносних розмірів вихрів та хмари.

Інтенсивність механічної турбулентності залежить від швидкості вітру та мікрорельєфу поверхні землі. Його вплив на розсіяння домішок ураховується висотою шару шорсткості підлягаючої поверхні.

Характер розповсюдження домішок у атмосфері значно залежить від швидкості вітру та вертикального температурного профілю атмосфери, який у свою чергу залежить від температури повітря і поверхні землі, потоків сонячної радіації, яка приходить та уходить, а також вологості

повітря і хмарності.

При практичних розрахунках умови розсіяння домішок розподіляють за критеріями стійкості. Самою розповсюдженою системою класифікації метеофакторів є система Пасквілла, згідно з якою використовуються категорії стійкості, розподілених по зростанню ступені стійкості атмосфери від А до F.

Таблиця 5.1. Коефіцієнти, які використовуються для розрахунку поперечної дисперсії струменя σ_y .

Категорія стійкості по Пасквіллу	C_3	Категорія стійкості по Пасквіллу	C_3	Категорія стійкості по Пасквіллу	C_3
А	0,22	С	0,11	Е	0,06
В	0,16	Д	0,08	F	0,04

Таблиця 5.2. Коефіцієнти у функції $g(x)$, які використовуються для розрахунку вертикальної дисперсії струменя σ_z .

Категорія стійкості по Пасквіллу	a_1	b_1	a_1	b_1
А	0,112	1,06	5,38 – 4	0,815
В	0,130	0,950	6,52 – 4	0,750
С	0,112	0,920	9,05 – 4	0,718
Д	0,098	0,889	1,35 – 3	0,688
Е	0,0609	0,895	1,96 – 3	0,684
F	0,0638	0,783	1,36 – 3	0,672

Таблиця 5.3. Коефіцієнти функції $f(z_0, x)$, які модифікують σ_z для різної висоти шорсткості z_0 .

Висота шорсткості z_0 , см	c_1	d_1	c_2	d_2
1	1,56	0,0480	6,25 – 4	0,45
4	2,02	0,0269	7,76 – 4	0,37
10	2,73	0	0	0
40	5,16	-0,098	5,38 – 2	0,225
100	7,37	-0,00957	2,33 – 4	0,60
400	11,7	-0,128	2,18 – 5	0,78

§ 5.2. Вплив місцевих умов на розповсюдження радіоактивних домішок у атмосфері.

Характер розсіяння викидів, поряд з погодними факторами, залежить від характеру місцевості, рельєфу - шорсткості земної поверхні, температури, швидкості витікання газів викиду і взаємодії вітряного потоку з розташованими поблизу місця викиду будівлями. Масштаби розповсюдження домішок розділяють на три класи:

- в границях декількох десятків кілометрів локальний масштаб;
- від десятків до сотень кілометрів регіональний масштаб або мезомасштаб;
- більш тисячі кілометрів - глобальний масштаб.

Перегрів по відношенню до навколишнього повітря і швидкісний напор газів викиду викликають під'їм струменя над точкою викиду, як це показано на рис. Вплив будівель зводиться до викривлення вітрового потоку коло них і до утворення зони стійкої циркуляції повітря за будівлею, так званої аеродинамічної тіні (рис 5.1). При цьому домішки, що викидаються у повітря, можуть попадати у зону аеродинамічної тіні і швидко досягати поверхні землі. у результаті за будівлею утворюється об'ємне джерело домішок. Якщо джерело викиду настільки високе, що лінії струму, які проходять крізь точку викиду, не потрапляють у зону зміщення потоку (зона II на рис. 2.2.1), то утворюється правильний струмінь і викиди не будуть утягнуті у зону тіні. При низьких джерелах, викиди з яких потрапляють у зону зміщення потоку (проміжну зону), частина домішок опиняється утягнуеною у зону аеродинамічної тіні, а частина реалізується у формі припіднятого струменя. Викиди з ліхтарів, розташованих на даху будівель, з вікон та інших отворів звичайно повністю потрапляють у зону тіні за будівлею.

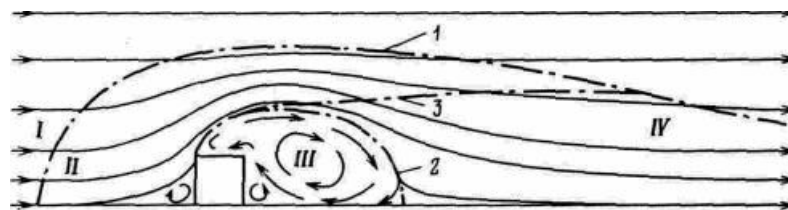


Рисунок 5.1. Викривлення вітрового потоку поблизу будівель: I-первісний потік; II-зона зміщення (проміжна зона); III-аеродинамічна тінь; IV-слід; 1-границя зони збурення; 2-границя тіні; 3-границя сліду.

§ 5.3. Найбільш розповсюджені моделі розповсюдження домішок у атмосфері.

Існують три статичних найбільш розповсюдженні моделі розподілу домішок у атмосфері.

1) модель К-переносу; 2) Лагранжева модель; 3) модель Гаусса.

Загальним для всіх моделей є засіб завдання погодних умов: ефективної висоти викиду, облік збіднення хмари за рахунок радіоактивного розпаду, сухого осадження і вимивання радіонуклідів опадами. Розглянемо ці моделі.

Модель К-переносу ідея цієї моделі полягає у припущенні, що потоку домішок V_r є пропорційним градієнту її об'ємної активності A_v

$$V_r = K_r \frac{dA_v}{dr} \quad (5.1)$$

де K_r ($r = x, y, z$) - коефіцієнти дифузії у напрямку вісей x, y, z , обраної декартової системи координат, справедливо диференціальне рівняння яке описує переніс домішок:

$$\frac{dA_v}{dt} = \frac{\partial}{\partial x} \left(K_x \frac{\partial A_v}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(K_y \frac{\partial A_v}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K_z \frac{\partial A_v}{\partial z} \right) \quad (5.2)$$

Якщо атмосфера однорідна, то (5.2) для випадку миттєвого викиду може бути дозволено. Пропускаючи процедуру рішення, наведемо кінцевий результат. Поділивши його на величину первісного викиду для фактору розбавлення у випадку миттєвого викиду, отримуємо:

$$G_0(x, y, z, t) = \frac{1}{(4\pi t)^{3/2} \sqrt{K_x K_y K_z}} \cdot \exp \left\{ -\frac{1}{4t} \left[\frac{(x - ut)^2}{K_x} + \frac{y^2}{K_y} + \frac{z^2}{K_z} \right] \right\}, \quad (5.3)$$

де K_r ($r = x, y, z$) коефіцієнт дифузії. Якщо K_r не змінюється з часом тоді:

$$\alpha_j = \frac{3}{2} \frac{1}{1 + \varepsilon + \varepsilon_1}; \quad (5.4)$$

$$A_j = \frac{h^{1+\varepsilon+\varepsilon_1}}{K(1 + \varepsilon + \varepsilon_1)}; \quad (5.5)$$

$$B_j = K^{\frac{1+\varepsilon}{1+\varepsilon+\varepsilon_1}} (1 + \varepsilon + \varepsilon_1)^{\frac{1-\varepsilon+\varepsilon_1}{1+\varepsilon+\varepsilon_1}} \Gamma\left(\frac{1 + \varepsilon_1}{1 + \varepsilon + \varepsilon_1}\right); \quad (5.6)$$

h - ефективна висота викиду, яка ураховує під'їм струменю, м; Γ - гамма-функція; K - коефіцієнт вертикальної дифузії на висоті 1 м, м²/с; ε , ε_1 - параметри, які залежать від вертикального градієнту температури у атмосфері; ω_j - повторюваність j -го типу турбулентності;

η - витягнутості троянди вітрів.

Параметр ε який характеризує стан атмосфери.

$$\varepsilon = -0,2\Delta T, \quad (5.7)$$

де ΔT - різниця температур на висоті 1,4 і 13,4 м.

Параметр ε_1 характеризує залежність швидкості вітру від висоти z :

$$u = u_0 \left(\frac{z}{z_1}\right)^{\varepsilon_1} \quad (5.8),$$

де $z_1 = 1$ м. Значення параметрів і K у залежності від значення параметра ε (тобто від температурного градієнту) для умов рівної степної місцевості наведені у табл. 5.4.

Таблиця 5.4. Залежність стійкості атмосфери від температурного градієнту і параметрів вертикальної дифузії

Параметр	Конвекція			Нейтральна			Інверсія		
	ε	ε_1	$K, \text{ м}^2/\text{с}$	ε	ε_1	$K, \text{ м}^2/\text{с}$	ε	ε_1	$K, \text{ м}^2/\text{с}$
	-0,2	-0,15	-0,1	-0,5	0	0,05	0,1	0,15	0,2
	0,13	0,135	0,14	0,145	0,15	0,16	0,17	0,18	0,19
	0,09	0,08	0,07	0,06	0,05	0,026	0,015	0,009	0,005

Чисельні методи рішення рівняння (5.3) достатньо складні і виконуються у головному чисельно на ЕОМ. Вони дають найліпші результати при описі процесів дифузії у вертикальному напрямку. Однак є значні труднощі у розрахунку дифузії у горизонтальному напрямку, особливо на великих відстанях від джерела. Складність математичних моделей К-теорії є причиною за якою у значному числі задач віддається перевага гауссовим моделям. Картина змінюється при проведенні розрахунків у глобальних масштабах. У таких випадках звертаються до лагранжевих моделей або до тривимірним модифікаціям К-теорії, які повинні урахувати наступні фактори: реальні профілі температури повітря, швидкість та напрямок вітру на різних висотах, зміни цих характеристик по мірі просунення хмари викиду, тепловий під'їм хмари і опускання аерозольних фракцій за рахунок гравітаційних сил, вимивання опадами і сухе осадження домішок на поверхні землі.

При описі процесів в масштабах приблизно до 2000 км достатньо добре зарекомендувала себе Лагранжева модель регіонального переносу і розсіяння полідисперсній домішки. Вона складається з двох зв'язаних між собою блоків: блоку обліку траєкторій руху відповідних функцій які характеризують аерозоль і блок обліку параметрів розсіяння домішки і обчислення сумарної концентрації у хмарі і накопичення домішки, що випадає з атмосфери, на поверхні. Поля накопиченої підлягаючої поверхні домішки і інтегральної концентрації розраховуються у нерухомій системі координат з початком у точці центру тяжіння хмари у момент його утворення, яке може бути пов'язане з вибором географічної системи координат.

Розрахунок траєкторії руху центру тяжіння хмари кожної фракції надає вертикальний розподіл вектора швидкості вітру з урахуванням його просторової дисперсії по горизонталі за час переносу і осідання часток. Розрахунок параметрів розсіяння ведеться пошарово: у вільній атмосфері і пограничному шарі (причому у вільній атмосфері дифузією у вертикальному напрямку нехтують). При обліку параметрів горизонтального розсіяння урахується двомірна турбулентність вільної атмосфери, взаємодія турбулентних пульсацій з вертикальним зсувом вектору середньої швидкості вітру та деформації струму. У шарі перемішування параметрів тримірного розсіяння розраховуються з урахуванням дифузії у вільній атмосфері, стратифікації шару перемішування з урахуванням потужності шару, турбулентними струменями тепла і імпульсу у поверхні Землі, а також з урахуванням зсуву вектора середньої швидкості вітру у шарі і деформаційного великомасштабного поля вітру.

Характер розсіяння часток аерозоллю залежить від їх розміру та

інтенсивності турбулентності. Для випадку хмари з широким спектром розподілу часток за розмірами (дисперсією) у модель вводиться критерій $r_{кр}^2$, для якого використано відношення часу кінематичного падіння часток до часу заповнення шару перемішування по вертикалі домішок за рахунок турбулентної дифузії:

$$r_{кр}^2 = \frac{9}{2} \frac{h}{(h^2 - l_{oz}^2)^{1/2}} \frac{\mu(\varepsilon l_{oz})^{1/3}}{\nu \rho g}, \quad (5.9)$$

де ε - середнє у шарі 0 - h.

Критичний радіус $r_{кр}$ поділяє фракції часток домішок на легкі і важкі, ступінь впливу турбулентного перемішування на які суттєво різні.

Щільність радіоактивного забруднення місцевості випадіння з атмосфери легких часток у точці (x, y) за весь період проходження хмари над нею розраховується з урахуванням збіднення хмари у результаті взаємодії часток з поверхнею.

Щільність забруднення розраховується окремо для кожної фракції:

$$A_i(x, y, r_i) = \frac{Q}{2\pi} \int_0^\infty \frac{v_g}{H_m(\eta_i) \sigma_{x_i}(\eta_i) \sigma_{y_i}(\eta_i)} \cdot \exp \left\{ -\frac{(x_i - \bar{u}_k \eta_i)^2}{2\sigma_{x_i}^2} - \frac{(y_i - v_k \eta_i)^2}{2\sigma_{y_i}^2} - \frac{v_g}{H_m} \right\} d\eta \quad (5.10)$$

де $A_{iл}$ - щільність забруднення підлягаючої поверхні i-й фракції аерозольних часток;

$$Q_i = Q \frac{r_i^3 f(r_i) \Delta r}{\int_0^\infty r^3 f(r) dr}, \quad (5.11)$$

Q - повна потужність джерела домішок;

$$\sum_{i=1}^N Q_i = Q;$$

(5.12)

$$Ug(x, y) = \begin{cases} w \geq w \geq w_{кр}, & r > r_{кр} \\ w + Ud \left(\frac{w_{кр} - w}{w_{кр} - w_{min}} \right) \\ w_{min} \leq w \leq w_{кр}, & r_{min} \leq r \leq r_{кр}. \end{cases}$$

H_m - висота прикордонного шару атмосфери, зв'язана з x_i, y_i такими співвідношеннями

$$x_i = x - \frac{H - H_m}{w_i} \bar{u}_B, \quad y_i = y - \frac{H - H_m}{w_i} \bar{v}_B. \quad (5.13)$$

$\sigma_{xi}^2(t), \sigma_{yi}^2(t)$ - дисперсії хмари домішок i -й фракції:

$$\begin{aligned} \sigma_{xi}^2(\eta_i) = & e^{2a_x H_m \eta_i} \sum X_i(t_{li}) + c_1 \left[\epsilon_{H_m} \sum X_i(t_{li}) \right]^{\frac{2}{3}} \cdot \\ & \cdot \tau_{xH_m} \left(1 - e^{-\frac{\eta_i}{\tau_{xH_m}}} \right)^2 + 2 \overline{\sigma_{vH_m}^2} \tau_{xH_m}^2 \left[\frac{\eta_i}{\tau_{xH_m}} - \frac{3}{2} - \frac{1}{2} e^{-\frac{2\eta_i}{\tau_{xH_m}}} + 2e^{-\frac{\eta_i}{\tau_{xH_m}}} \right] + \\ & + \frac{1}{3} \left(\frac{d\bar{u}_{H_m}}{dz} \right)^2 \sigma_z^2(\eta_i) \eta_i^2, \end{aligned} \quad (5.14)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{y_i}^2(\eta_i) = & e^{2a_y H_m \eta_i} \sum^2 y_i(t_{li}) + c_1 \left[\varepsilon_{H_m} \sum y_i(t_{li}) \right]^{2/3} \cdot \\ & \cdot \tau_{yH_m} (1 - e^{-\frac{\eta_i}{\tau_{yH_m}}})^2 + 2\overline{\sigma_{vH_m}^2} \tau_{yH_m}^2 \left[\frac{\eta_i}{\tau_{yH_m}} - \frac{2}{3} - \frac{1}{2} e^{-\frac{2\eta_i}{\tau_{yH_m}}} + 2e^{-\frac{\eta_i}{\tau_{yH_m}}} \right] + \\ & + \frac{1}{3} \overline{\Psi_{H_m}^2} \sigma_z^2(\eta_i) \eta_i^2, \end{aligned} \quad (5.15)$$

$$a_{xH_m} = \frac{d\bar{u}_{H_m}}{dy}, \quad a_{yH_m} = \frac{d\bar{v}_{H_m}}{dx}; \quad (5.16)$$

$\sum^2 x_i(t_{li})$ і $\sum^2 y_i(t_{li})$ - дисперсія хмари домішок у момент входження у шар перемішування, яка розраховується за формулами

$$\begin{aligned} \sum^2 x_i &= \frac{1}{12} L^2 (t - t_0) + S_x^2 (t - t_0), \\ \sum^2 y_i &= \frac{1}{12} D^2 (t - t_0) + S_y^2 (t - t_0), \end{aligned} \quad (5.17)$$

де

$$\begin{aligned} L(t - t_0) = & l_0 e^{a_x(t-t_0)} \cdot \cos \left[\frac{\pi}{2} \left(1 - \frac{t-t_0}{T_1} \right) - 0 \right] + \\ & + d_0 e^{a_y(t-t_0)} \cdot \sin \left[\frac{\pi}{2} \left(1 - \frac{t-t_0}{T_1} \right) - 0 \right], \end{aligned} \quad (5.18)$$

$$\begin{aligned} D(t - t_0) = & d_0 e^{a_y(t-t_0)} \cdot \cos \left[\frac{\pi}{2} \left(1 - \frac{t-t_0}{T_1} \right) - 0 \right] + \\ & + l_0 e^{a_x(t-t_0)} \cdot \sin \left[\frac{\pi}{2} \left(1 - \frac{t-t_0}{T_1} \right) - 0 \right]. \end{aligned} \quad (5.19)$$

Тут T_1 - період обертання хмари домішок (час встановлення за потоком), який дорівнює

$$T_1 = \left\{ \left(\frac{d\bar{u}_i}{dx_i} \right)^{-1} \right\}_{\max}. \quad (5.20)$$

Час встановлення хмари за потоком T_1 складає приблизно декілька діб.

Треба мати на увазі, що при $(\frac{H}{2} - z_0) > \frac{\pi}{4}$ індекси x і y у коефіцієнтах a_x і a_y у (5.18) та (5.19) змінюються місцями. Формули для S_x^2 і S_y^2 мають наступний вигляд:

$$S_x^2(t - t_0) = c_1 \left(\varepsilon_c \frac{l_0}{\sqrt{12}} \right)^{2/3} \tau_{xc}^2 \left[1 - e^{-\frac{t-t_0}{\tau_{xc}}} \right]^2 +$$

$$+ 2\sigma_{uc}^2 \tau_{xc}^2 \left[\frac{t-t_0}{\tau_{xc}} - \frac{3}{2} - \frac{1}{2} e^{-\frac{2(t-t_0)}{\tau_{xc}}} + 2e^{-\frac{t-t_0}{\tau_{xc}}} \right] + \frac{1}{3} \left(\frac{d\bar{u}}{dz} \right)^2 l_{0z}^2 t^2, \quad (5.21)$$

$$S_y^2(t - t_0) = c_1 \left(\varepsilon_c \frac{d_0}{\sqrt{12}} \right)^{2/3} \tau_{yc}^2 \left[1 - e^{-\frac{t-t_0}{\tau_{yc}}} \right]^2 +$$

$$+ 2\sigma_{vc}^2 \tau_{yc}^2 \left[\frac{t-t_0}{\tau_{yc}} - \frac{3}{2} - \frac{1}{2} e^{-\frac{2(t-t_0)}{\tau_{yc}}} + 2e^{-\frac{t-t_0}{\tau_{yc}}} \right] + \frac{1}{3} \Psi^2 l_{0z}^2 \bar{u}^2 t^2, \quad (5.22)$$

де

$$c_1 = 1,19; \quad \Psi = d \frac{d\bar{u}}{dz}; \quad \overline{\sigma_{uc}^2} = \overline{\sigma_{vc}^2} \approx (0,31\bar{u})^2; \quad (5.23)$$

$$\tau_{yc} = \tau_{xc} = \frac{\sigma_{uc}^2}{c' \varepsilon_c}. \quad (5.24)$$

Тут $c'=0,6$, а осереднена по шару $(H - H_m)$ швидкість дисипації турбулентної енергії обчислюється за допомогою співвідношення:

$$\varepsilon_c = \varepsilon(H_m) \frac{H_m}{H - H_m} \ln \frac{H}{H_m}, \quad (5.25)$$

де $\varepsilon(H_m)$ - значення швидкості дисипації турбулентної енергії на висоті верхньої границі шару перемішування. Щільність забруднення місцевості за рахунок випадіння з атмосфери «важких» часток розраховується за наступними формулами:

$$A_{iT}(x, y, z) = \frac{Q_i}{l_x l_y} \left\{ \begin{array}{l} \frac{x - x_{0i}}{x_{li} - x_{0i}} \\ \text{при } \frac{H - \bar{u}}{w_i} = x_{0i} \leq x \leq x_{li} = \frac{H - \bar{u}}{w_i} + \frac{l_{0z} \bar{u}}{w_i}, \\ \left\{ \begin{array}{l} \text{при } x_{li} \leq x \leq x_{2i} = \frac{H - \bar{u}}{w_i} + l_x, \\ \text{при } \frac{l_{0z} \bar{u}}{w_i} \geq l_x, x_{2i} = x_{li}, \end{array} \right. \\ \frac{x_{3i} - x}{x_{3i} - x_{2i}} \left\{ \begin{array}{l} \text{при } x_{2i} \leq x \leq x_{3i} = \frac{H - \bar{u}}{w_i} + l_x + \frac{l_{0z} \bar{u}}{w_i}, \\ \text{при } y - y_0 = \pm \frac{1}{2} l_y(0); \end{array} \right. \end{array} \right. \quad (5.26)$$

Сумарна щільність забруднення домішкою підлягаючої поверхні визначається сумою забруднень від усіх фракцій часток («важких» та «легких»)

$$\begin{aligned}
A(x, y) = & \sum_{i=1}^{i_{кр} - \Delta i_{кр}} A_{i'}(x, y, r_i) + \frac{1}{2} \sum_{i_{кр} - \Delta i_{кр}}^{i_{кр} + \Delta i_{кр}} A_{i'}(x, y, r_i) + \\
& + \frac{1}{2} \sum_{i_{кр} - \Delta i_{кр}}^{i_{кр} + \Delta i_{кр}} A_{iT}(x, y, r_i) + \sum_{i_{кр} + \Delta i_{кр}}^N A_{iT}(x, y, r_i),
\end{aligned}
\tag{5.27}$$

де

$$\begin{aligned}
i_{кр} = N - \frac{r_{\max} - r_{кр}}{\Delta r}, \quad N = \frac{r_{\max} - r_{\min}}{\Delta r}, \\
i_{кр} \pm \Delta i_{кр} = \frac{r_{\max} - (r_{кр} \pm \Delta r_{кр})}{\Delta r},
\end{aligned}
\tag{5.28}$$

r_{\max} , r_{\min} - максимальний і мінімальний розміри часток, які визначаються за конкретним спектром розподілу $f(r)$ радіоактивності за розмірами.

При миттєвому точковому викиді фактор розбавлення G_0 , с/м^3 , у хмарі викиду визначається за формулою:

$$\begin{aligned}
G_0(x, y, z, t) = & \frac{F(x)}{(2\pi)^{3/2} \sigma_x \sigma_y \sigma_z} \exp \left[-\frac{(x - ut)^2}{2\sigma_x^2} - \frac{y^2}{2\sigma_y^2} \right] \cdot \\
& \cdot \left\{ \exp \left[-\frac{(z - h)^2}{2\sigma_z^2} \right] + \exp \left[-\frac{(z + h)^2}{2\sigma_z^2} \right] \right\},
\end{aligned}
\tag{5.29}$$

де x , y , z - ейлерові координати точки у просторі (вибрана система координат зображена на рис.); u - швидкість вітру, м/с ; t - час, якій минув після викиду; h - висота хмари викиду над землею на відстані x від викиду, м ; $F(x)$ - функція виснаження хмари; σ_x , σ_y , σ_z - стандартне відхилення розподілу домішки у хмарі викиду у напрямку відповідних координатних вісей. Ці коефіцієнти характеризуються монотонно зростаючими функціями відстані. Їх вигляд та величина залежать від погодних умов.

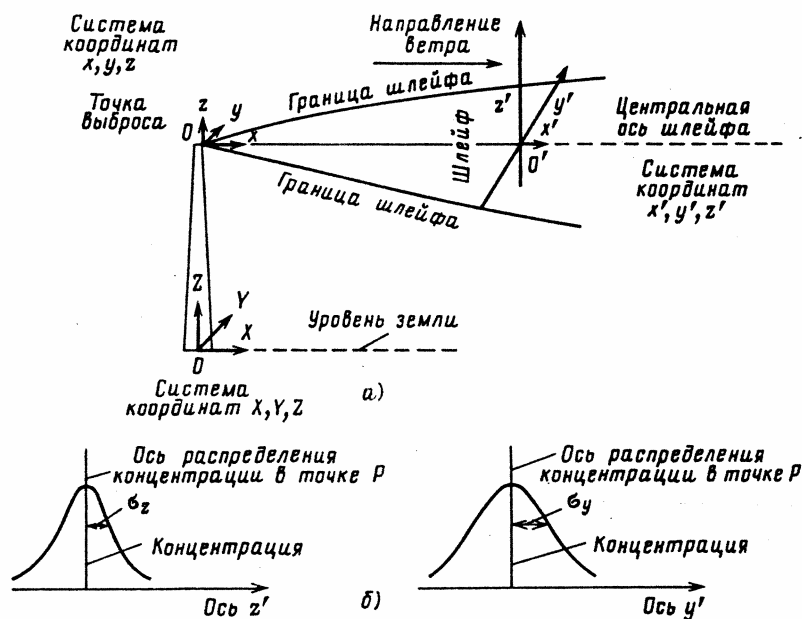


Рисунок 5.2. Схематичне зображення системи координат (а) та параметрів дисперсії струменя та σ_z (б).

При короткочасному точковому викиді фактор розбавлення:

$$G_0(x, y, z) = \frac{F(x)}{2\pi\sigma_y\sigma_z u} \exp\left[-\frac{y^2}{2\sigma_y^2}\right] \cdot \left\{ \exp\left[-\frac{(z-h)^2}{2\sigma_z^2}\right] + \exp\left[-\frac{(z+h)^2}{2\sigma_z^2}\right] \right\}. \quad (5.30)$$

§ 5.3. Визначення коефіцієнтів дисперсії σ_y і σ_z .

Існує декілька способів оцінки коефіцієнтів дисперсії σ_y і σ_z . Вони визначаються у кінцевому рахунку шляхом порівняння результатів виміру концентрації домішок у повітрі від реальних джерел з результатами розрахунків за теоретичними формулами гаусвої моделі розсіяння на основі тої чи іншої системи класифікацій погодних умов. При цьому для

різних місцевостей та умов викиду одержуються різні результати. У теперішній час та частіше усього використовуються формули Сміта-Хоскера, згідно яким поперечну σ_y та вертикальну σ_z дисперсії при короткочасних викидах, вертикальну дисперсію σ_z , при неперервних викидах розраховують за наступними формулами:

$$\sigma_y(x) = \frac{c_3 x}{\sqrt{1 + 0,0001x}}; \quad (5.31)$$

$$\sigma_z(x) = \left\{ \begin{array}{ll} f(z_0, x)g(x) & \text{при } f(z_0, x)g(x) \leq \sigma_z^{\max}; \\ \sigma_z^{\max} & \text{при } f(z_0, x)g(x) > \sigma_z^{\max} \end{array} \right\}, \quad (5.32)$$

де σ_z^{\max} - граничне значення σ_z для даної категорії стійкості;

z_0 - висота шорсткості підлягаючої поверхні, см; x – відстань від джерела викидів, м. Функції $g(x)$ та $f(z_0, x)$ розраховуються за формулами:

$$g(x) = \frac{a_1 x^{b1}}{(1 + a_2 x^{b2})}, \quad (5.33)$$

$$f(z_0, x) = \left\{ \begin{array}{ll} \ln \left[c_1 x^{d1} \cdot (1 + c_2 x^{d2}) \right] & \text{при } z_0 > 10 \text{ см;} \\ \ln \left[\frac{c_1 x^{d1}}{(1 + c_2 x^{d2})} \right] & \text{при } z_0 \leq 10 \text{ см} \end{array} \right\} \quad (5.34)$$

Значення параметрів для різних категорій стійкості по Пасквіллу – наведені у таблицях (5.5; 5.6; 5.7). Формули універсальні та ураховують різного типу особливості розсіяння над поверхнею.

Таблиця 5.5. Коефіцієнти, які використовуються для розрахунку поперечної дисперсії струменя σ_y

Категорія стійкості по Пасквіллу	C_3	Категорія стійкості по Пасквіллу	C_3	Категорія стійкості по Пасквіллу	C_3
А	0,22	С	0,11	Е	0,06
В	0,16	Д	0,08	F	0,04

Таблиця 5.6. Коефіцієнти в функції $g(x)$, яка використовується для розрахунку вертикальної дисперсії струменя σ_z

Категорія стійкості по Пасквіллу	a_1	b_1	a_1	b_1
A	0,112	1,06	$5,38 - 4$	0,815
B	0,130	0,950	$6,52 - 4$	0,750
C	0,112	0,920	$9,05 - 4$	0,718
D	0,098	0,889	$1,35 - 3$	0,688
E	0,0609	0,895	$1,96 - 3$	0,684
F	0,0638	0,783	$1,36 - 3$	0,672

Таблиця 5.7. Коефіцієнти функції $f(z_0, x)$, які модифікують σ_y для різної висоти шорсткості поверхні z_0 .

Висота шорсткості поверхні z_0 , см	c_1	d_1	c_2	d_2
1	1,56	0,0480	$6,25 - 4$	0,45
4	2,02	0,0269	$7,76 - 4$	0,37
10	2,73	0	0	0
40	5,16	-0,098	$5,38 - 2$	0,225
100	7,37	-0,00957	$2,33 - 4$	0,60
400	11,7	-0,128	$2,18 - 5$	0,78

При обчисленні програми була використана формула для короткочасного точкового викиду (5.30). Функція виснаження хмари визначалася добутком з трьох функцій :

1) Функції виснаження хмари за рахунок радіоактивного розпаду:

$$F(x) = \exp(-\lambda x/u), \quad (5.35)$$

де λ - стала радіоактивного розпаду.

2) Функції виснаження хмари внаслідок сухого осідання:

$$F(x) = \exp \left[- \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{v_g}{u} \int_0^x \frac{1}{\sigma_z} \left(- \frac{h^2}{2\sigma_z^2} \right) dx \right], \quad (5.36)$$

де v_g - швидкість сухого осідання;

3) Функції виснаження хмари внаслідок мокрого осідання:

$$F(x) = \exp(-\Lambda x/u), \quad (5.37)$$

де Λ - стала вимивання опадами.

Однак, внаслідок техногенних аварій, радіоактивні домішки розповсюджуються не тільки повітрі але і в водному середовищі, саме розповсюдження радіоактивних домішок у водному середовищі буде розглянуто у наступному розділі.

§5.4. Розповсюдження радіонуклідів у водному середовищі.

Однією з найважливіших задач дослідження забруднення водою (незалежно від типу забруднень) є визначення шляхів поширення забруднень і одержання кількісних параметрів, що характеризують такі процеси. Радіоактивні ізотопи є невід'ємною частиною будь-яких екосистем, у тому числі водних, де існує багато факторів, які безупинно і інтенсивно сприяють розповсюдженню радіоактивних речовин, як у горизонтальному, так і у вертикальному напрямках.

Фактори, що впливають на перенос радіоактивних речовин у водному середовищі, можна умовно розділити на чотири групи: біологічні, хімічні, фізичні і механічні. До біологічних факторів відноситься здатність організмів акумулювати радіоактивні речовини і розносити їх на великі відстані. Хімічні фактори — різні хімічні перетворення, а також сорбція донними опадами, фізичні — розпад радіоізотопів і молекулярна дифузія. Механічні фактори обумовлені плинами і турбулентною дифузією. Спроби порівняти перенос радіоізотопів за рахунок біологічних і механічних процесів показали, що вплив біологічних факторів складає кілька відсотків загального процесу, і тільки в деяких випадках при великих біомасах і високих коефіцієнтах накопичення внесок біологічного переносу досягає 10%.

Механізми розповсюдження радіоактивних домішок в морському середовищі більш складні ніж ті що діють у прісній воді, тобто у річках й водоймищах. Шляхи переносу радіоактивних нуклідів штучного походження в морській воді тісно пов'язані з вивченням фізико-хімічних форм радіоактивних продуктів та їх розподілом в цьому середовищі, тому, що, вони відносяться, за рідкісним винятком, до групи мікроелементів океану. Очевидно, у даному питанні не може бути загального підходу до всіх штучних радіоактивних нуклідів, оскільки їх

властивості помітно відрізняються. Умовно їх можна розділити на три групи:

1) нукліди, що легко перемішуються з водою та мають практично одну фізико-хімічну форму в морській воді, - тритій, технецій, радіоактивний стронцій, частково цезій-137 та ін.;

2) радіоактивні нукліди, які ефективно сорбуються суспензією, донними відкладеннями, - група продуктів розпаду, що відносяться до рідкоземельних елементів (^{144}Ce , ^{141}Ce , ^{147}Pm), а також ^{90}Sr , частково ^{91}Y , ^{95}Zr , ^{95}Nb , ^{106}Ru (у деяким відношенні і Pu). Сюди ж можуть відноситися деякі нукліди, індуковані в навколишнім середовищі нейтронами ядерного вибуху (з погляду їхнього сорбційного захоплення);

3) біологічно активні радіоактивні нукліди – це в першу чергу «індуковані» ізотопи мікроелементів групи заліза (^{54}Mn , ^{60}Co , ^{55}Fe , ^{63}Ni), ^{65}Zn , ^{51}Cr і плутоній.

Міграція радіонуклідів цих груп регулюється неоднаковими механізмами – перемішуванням водяних мас, седиментаційним переносом, біоциркуляцією, питома частка яких істотно міняється для різних нуклідів.

Складність задачі оцінки переносу радіонуклідів у морському середовищі, полягає в тім, що міграція радіонуклідів залежить від багатьох факторів, роль яких не однакова для окремих груп близьких по властивостях нуклідів. Одночасно морське середовище є неоднорідною системою з набором властивостей, що змінюються за часом, глибиною та й у широтному напрямку. Відомо, наприклад, що у верхніх шарах води інтенсивно перемішуються, а з глибиною цей процес різко сповільнюється. Одні хімічні елементи можуть відносно швидко переноситися на дно (у межах сотні років), інші тисячоріччями залишаються в морському розчині. У практиці оцінок розповсюдження забруднень водних систем найбільше поширення одержали три підходи, три методи, що відбивають реальні процеси в водоймах і придатні до опису міграції окремих груп радіонуклідів в воді.

1. Турбулентно - дифузійний перенос. Цей механізм грає важливу роль при розповсюдженні в воді радіонуклідів, інертних стосовно біоасиміляції і сорбції водними суспензіями. Сюди з повним правом можна віднести ^{90}Sr , ^{137}Cs , тритій, технецій і ін.

2. Седиментаційне випадіння штучних радіоактивних нуклідів з морської води на дно. Осадження разом з терригенною суспензією (сорбційне захоплення радіонуклідів) і продуктами гідролізу річкового стоку, який інтенсивно йде в устях річок. Для відкритого океану (глобальні випадання) цей процес не грає помітної ролі.

3. Біогенне захоплення радіонуклідів планктонними організмами. Цей процес певною мірою пов'язаний з першим і другим механізмами,

тому що радіоактивні продукти в значній мірі залишаються в детриті гідро біонтів, після їхньої загибелі. Потім йде перенос залишків організмів з масами води і повільне осадження на дно. Переміщення радіоактивних забруднень з гідробіонтами в водоймах може відбуватися також і в результаті їхнього власного руху.

Велике значення в створенні радіаційної обстановки в водному середовищі мають донні відкладення. Деякі фракції ґрунтів мають здатність за короткі проміжки часу сорбувати великі запаси радіонуклідів. За рахунок цього біля дна можуть створюватися значні дози, небезпечні для донної гідробіоти. В процесі формування донних відкладень важливу роль грає фізичний перенос через пікноклин в устях річок, де змішуються солоні та прісні води). Цей процес обумовлений, в основному, турбулентною дифузиею, тому що в шарі стрибка густини прісної і солоної води вертикальна складова швидкості плину, змінює напрямок на зворотний, проходить через нуль. На цей перенос впливає "шлюзовий" ефект - періодична зміна глибини залягання шару стрибка густини води.

Перенос через пікноклин радіонуклідів і інших забруднюючих речовин, відбувається в результаті добових вертикальних міграцій зоопланктону і за допомогою гравітаційного опускання екзоскелетов і інших продуктів життєдіяльності водних організмів.

Найбільше інтенсивно цей процес відбувається в умовах гирлових областей, де діють різноманітні сили розсіювання часток колоїдів і суспензій і сили, що прагнуть до укрупнення й осідання часток. Сили розсіювання визначаються молекулярно-кінетичним станом зважених часток, електричними силами, що діють на границі розділу твердої і рідкої фаз системи. При змішуванні прісних річкових вод і морський, багатий електролітами, заряджені частки, що містяться в річковій воді, втрачають свій заряд, стають електронейтральними і легко утворюють більш великі конгломерати. Втрата електричних зарядів, укрупнення і згортання (коагуляція) часток веде до зменшення сил відштовхування, і такі частки осідають у полі ваги на дно тим швидше, чим крупніше конгломерати.

Всі вищенаведені механізми розповсюдження радіонуклідів в водному середовищі свідчать, що не може бути універсального загального рішення до міграції радіонуклідів у різних типах водойм, але володіючи інформацією щодо кожного конкретного випадку, можна з певною ступінню ймовірності прогнозувати процеси радіоактивного забруднення водного середовища, розраховувати, пов'язані з цим дози і наслідки техногенного впливу.

У цьому додатку наведені варіанти контрольних завдань, які пропонуються для рішення студентам IV курсу, спеціалізації “Радіоекологія”.

Завдання для комплексної роботи з дисципліни “Радіоекологія”

Варіант 1

1. Визначити густину ядерної речовини.
2. Визначити активність радіоактивного ^{24}Na через добу після приготування препарату.
3. Проаналізувати залежність лінійної втрати енергії від властивостей речовини.
4. Визначити ефективну дозу зовнішнього гамма - випромінювання на все тіло, якщо зареєстрована експозиційна доза в повітрі становить 100 Р.

Варіант 2

1. Знайти питому активність ^{234}Pu .
2. Визначити середню довжину вільного пробігу гамма-квантів у речовині, для якої шар половинного послаблення дорівнює 4,50 см.
3. Дати оцінку довжини пробігу альфа-частинки з енергією 0,8 MeV в алюмінії.
4. Розрахувати поглинуту дозу зовнішнього гамма-випромінювання на все тіло, якщо зареєстрована експозиційна доза у повітрі становить 200 Р.

Варіант 3

1. Визначити початкову активність препарату ^{210}Po , якщо за період напіврозпаду цей препарат виділив 2,2 кДж тепла (препарат випромінює альфа-частинки з кінетичною енергією 5,30 MeV).
2. Проаналізувати що є східним та чим відрізняються фотоефект та ефект Комптона з точки зору процесів взаємодії та законів збереження.
3. Визначити товщину шару половинного ослаблення пучка рентгенівського випромінювання з довжиною хвилі 6,2 нм у свинці.
4. Визначити потужність еквівалентної дози від зовнішнього гамма-випромінювання, якщо зареєстрована потужність експозиційної дози дорівнює 10 мР/год.

Варіант 4

1. Активність деякого радіоактивного ізотопу 100 Бк. Знайти його активність після часу, що дорівнює половині від його періоду напіврозпаду.
2. Оцінити кінетичну енергію електронів, при якій радіаційні витрати в алюмінії дорівнюють іонізаційним.
3. Проаналізувати радіоліз води.
4. Визначити потужність експозиційної дози в Р від зовнішнього гамма-випромінювання, якщо поглинута доза в тілі людини становить 0,01 мкЗв/год.

Варіант 5

1. Активність 1г $^{226}\text{Ra}_{88}$ дорівнює 1 Ки. Знайти період напіврозпаду цього ізотопу, порівняти з табличним значенням.
2. Проаналізувати залежність іонізаційних втрат енергії від порядкового номера атомів речовини.
3. Визначити довжину пробігу протонів з кінетичною енергією 3,0 МеВ у свинці.
4. Визначити ефективну дозу від внутрішнього опромінення ^{131}I , якщо приземна об'ємна активність містить 500 Бк/м³. При середньодобовій швидкості подиху 1 м³/год.

Варіант 6

1. Знайти питому активність ізотопу $^{238}\text{U}_{92}$.
2. Визначити іонізаційні втрати енергії дейтрона з кінетичною енергією 4,0 МеВ на одиницю шляху в азоті при нормальних умовах.
3. Порівняти залежність лінійної іонізаційної втрати енергії для легких та важких заряджених частинок.
4. Визначити ефективну дозу від внутрішнього опромінення при споживанні 1 л/добу молока, зараженого ізотопами ^{137}Cs активністю 100 Бк/м³.

Варіант 7

1. Визначити активність препарату $^{222}\text{Rn}_{86}$, якщо його маса 1,5 кг.
2. Проаналізувати основні механізми втрати енергії важкими та легкими зарядженими частинками.
3. Визначити довжину пробігу α -частинок у свинці, якщо їх енергія дорівнює 1 МеВ.
4. Визначити поглинуту дозу при споживанні людиною 400 л питної води, зараженої ^{60}Co до активності 100 Бк/м³. Добове споживання 2 л/добу.

Варіант 8

1. Визначити, яка енергія в еВ відповідає дефекту маси $\Delta m = 3$ мг.
2. Визначити число пар іонів, що утворює протон з початковою кінетичною енергією 2,5 МеВ на 1 см шляху.
3. Порівняти іонізаційні та радіаційні втрати енергії електрона у речовині. Знайти критичну енергію для міді.
4. Визначити поглинуту дозу при споживанні протягом 1 року зараженого ^{90}Sr м'яса при питомої активності 100 Бк/кг. Добове споживання м'яса - 50 г/добу.

Варіант 9

1. Визначити час, за яким розпадається 1/3 початкова кількість ядер $^{225}\text{Ac}_{29}$.
2. Визначити лінійні втрати енергії протона з кінетичною енергією 0,8 МеВ у алюмінії.
3. Визначити пробіг протону у свинці, якщо його початкова кінетична енергія 1 МеВ.
4. Визначити допустиму концентрацію в повітрі ^{131}I з урахуванням неперевикнення допустимої дози для осіб категорії Б.

Варіант 10

1. Визначити, яка частка первонаочної маси радіоактивного ізотопу розпадається за час його життя.
2. Порівняти іонізаційні втрати енергії у речовині альфа-частинки та протона, що мають одну й ту швидкість.
3. Визначити потенціал іонізації для алюмінію.
4. Визначити граничну концентрацію ^{137}Cs у воді з урахуванням неперевикнення допустимої дози для осіб категорії А.

Варіант 11

1. Проаналізувати, які радіонукліди утворюються при позитроном, електроном бета-розпаді та при гамма-розпаді радіонукліду $^{64}\text{Cu}_{29}$.
2. Визначити іонізаційну лінійну втрату енергії альфа-частинки у повітрі при нормальних умовах, якщо їх енергія дорівнює 10 МеВ.
3. Визначити довжину пробігу α -частинки з енергією 1,2 МеВ у воді.
4. Визначити коефіцієнт ефективності реєстрації сцинтиляційного детектора, якщо при випромінюванні контрольного джерела ^{137}Cs з активністю 10000 Бк за 30 хвилин був отриманий фотопік площею 20000 Бк/сек. Мертвий час $1 \cdot 10^{-5}$ сек.

Варіант 12

1. Визначити іонізаційний потенціал та число електронів в 1 см^3 міді.
2. Визначити радіаційну довжину електрона з енергією $0,8 \text{ MeV}$ у повітрі.
3. Проаналізувати залежність лінійної втрати енергії від енергії для важких заряджених частинок.
4. Скільки часу потрібно проводити вимірювання контрольного джерела ^{137}Cs з активністю 1000 Бк при коефіцієнті ефективності реєстрації $\eta=0,01$, коефіцієнт гамма-виходу $\kappa_\gamma=0,85$.

Варіант 13

1. Знайти питому активність $^{235}\text{U}_{92}$.
2. Визначити радіаційну довжину пробігу електрона з енергією $0,8 \text{ MeV}$ в алюмінії.
3. Проаналізувати залежність іонізаційних лінійних витрат від швидкості у нерелятивістському випадку.
4. Визначити яку потужність експозиційної дози створює $1 \text{ г } ^{226}\text{Ra}_{88}$.

Варіант 14

1. Для деякого радіоактивного ізотопу стала розпаду $\lambda = 4 \cdot 10^{-2} \text{ сек}^{-1}$. Через який час розпадеться 75% від початкової кількості атомів.
2. Дати оцінку кінетичної енергії електронів, при якій у свинці іонізаційні та радіаційні витрати однакові.
3. Визначити довжину пробігу альфа-частинки з енергією $1,2 \text{ MeV}$ у сріблі.
4. Які перетворення енергії мають місце у сцинтиляційному детекторі.

Варіант 15

1. Визначити через періоди напіврозпаду радія та урана, яке число атомів $^{238}\text{U}_{92}$ буде приходиться на один атом $^{226}\text{Ra}_{88}$ у природній урановій руді.
2. Визначити кінетичну енергію альфа-частинок, якщо у свинці їх пробіг дорівнює 10 мкм .
3. Проаналізувати залежність радіаційної довжини від властивостей речовини.
4. Визначити поглинуту дозу при споживанні протягом 1 року зараженого ^{90}Sr м'яса при питомої активності 100 Бк/кг . Добове споживання м'яса -50 г/добу .

ЛІТЕРАТУРА, ЩО РЕКОМЕНДУЄТЬСЯ ДО ВИВЧЕННЯ

1. Нормы радиационной безопасности Украины –1997 г.
2. Допустимые уровни загрязнений продуктов питания ДР-97.
3. Машкович В.П. Защита от ионизирующих излучений: Справочник – 3-е изд. М.: Энергоиздат, 1982.
4. Защита от ионизирующих излучений. Т.1. Физические основы защиты от излучений: Учебник для вузов/ Н.Г. Гусев, В.А. Климанов, В.П. Машкович, А.П. Суворов; под ред. Н.Г. Гусева – 3-е изд., перераб. и доп. М.: Энергоатомиздат, 1988.
5. Защита от ионизирующих излучений. В 2-х т. Т.2. Защита от излучений ядерно-технических установок: Учебник для вузов/ Н.Г. Гусев, Е.Е. Ковалев, В.П. Машкович, А.П. Суворов; под ред. Н.Г. Гусева – 3-е изд., перераб. и доп. М.: Энергоатомиздат, 1990.
6. Гусев Н.Г., Дмитриев П.П. Квантовое излучение радиоактивных нуклидов: Справочник. М.: Атомиздат, 1977.
7. Гусев Н.Г., Дмитриев П.П. Радиоактивные цепочки: Справочник. – 2-е изд. М.: Энергоатомиздат, 1988.
8. Характеристики излучений радиоактивных нуклидов, применяемых в народном хозяйстве / Ю.В. Хольнов, В.П. Чечев Ш.В., Камынов. М.: Атомиздат, 1980.
9. Защита от излучения протяженных источников / Н.Г. Гусев, Е.Е. Ковалев, Д.П. Осанов, В.И. Попов, М.: Госатомиздат, 1961.
10. Бергельсон Б.Р., Зорикоев Г.А. Справочник по защите от излучений протяженных источников. М.: Атомиздат, 1965.
11. Бета-излучение продуктов деления: Справочник / В.М. Колобашкин, П.М. Рубцов, В.Г. Алексанкин, П.А. Ружанский. М.: Атомиздат, 1978.
12. Радиационная защита: Публикация 2 МКРЗ: Пер. с англ. М.: Атомиздат, 1973.
13. Человек. Медико-биологические данные: Публикация 23 МКРЗ: Пер с англ. М.: Медицина. 1977.
14. Радиационная защита: Публикация 26 МКРЗ: Пер. с англ. М.: Атомиздат, 1978.
15. Пределы поступления радионуклидов для работающих с радиоактивными веществами: Публикация 30 МКРЗ: Пер. с англ. В 2-х ч. М.: Энергоиздат, 1982, ч. 1; ч.2.

ЗМІСТ

ВСТУП	3
ГЛАВА I. ДЖЕРЕЛА РАДІОАКТИВНОГО ЗАБРУДНЕННЯ	7
§ 1.1. Радіоактивність	7
§ 1.2. Природні джерела радіоактивного забруднення	9
§ 1.3. Штучні джерела радіоактивного забруднення	13
ГЛАВА II. ПРОХОДЖЕННЯ ЯДЕРНИХ ЧАСТИНОК КРІЗЬ РЕЧОВИНУ	29
§ 2.1. Вступні зауваження	29
§ 2.2. Проходження важких заряджених частинок крізь речовину	29
§ 2.3. Проходження легких заряджених частинок крізь речовину	36
§ 2.4. Проходження γ -квантів крізь речовину	41
§ 2.5. Інші механізми взаємодії ядерних часток з речовиною	48
§ 2.6. Іонізуюча дія ядерних випромінювань та наведена активність	51
§ 2.7. Проходження важких позитивно заряджених часток через монокристали	52
§ 2.8. Дія ядерних випромінювань на структуру речовини	54
§ 2.9. Хімічна дія ядерних випромінювань	62
§ 2.10. Біологічна дія випромінювання	68
ГЛАВА III. ЕЛЕМЕНТИ ДОЗИМЕТРІЇ	74
§ 3.1. Доза та її одиниці	74
§ 3.2. Потужність дози	81
§ 3.3. Індивідуальні дози опромінення при прямому шляху дії	82
§ 3.4. Доза фотонного випромінювання від радіоактивної хмари	83
§ 3.4.1. Безперервний викид. Джерело у формі напівнескінченного простору	83
§ 3.4.2. Короткочасний викид. Модель кінцевої хмари	86
§ 3.5. Доза фотонного випромінювання від радіонуклідів, які осіли на ґрунт	90
§ 3.6. Доза від зовнішнього β - випромінювання радіонуклідів	94
§ 3.6.1. Джерело - паралельний моноенергетичний потік електронів	95
§ 3.6.2. Джерело- забруднене повітря	96
§ 3.6.3. Джерело - забруднена поверхня шкіри	97
§ 3.7. Дозові коефіцієнти внутрішнього опромінення, отримані з нормативів і стандартів, згідно з НРБУ-97 і МКРЗ	97
ГЛАВА IV ДОПУСТИМИ РІВНІ ДОЗ ТА ЗАБРУДНЕНЬ У ВІДПОВІДНОСТІ З НРБУ-97 І ДР-97	100

ГЛАВА V. РОЗПОВСЮДЖЕННЯ РАДІОАКТИВНИХ ДОМІШОК У ДОВКІЛЛІ	108
§ 5.1 Дифузія змилених у рідині частинок	108
§ 5.2. Вплив метеорологічних факторів на розповсюдження радіоактивних домішок у атмосфері.	109
§ 5.3. Вплив місцевих умов на розповсюдження радіоактивних домішок у атмосфері	112
§ 5.4. Найбільш розповсюджені моделі розподілу домішок у атмосфері	113
§ 5.5. Визначення коефіцієнтів дисперсії σ_y і σ_z	122
§ 5.6. Розповсюдження радіонуклідів у водному середовищі	125
ДОДАТОК	128
ЛІТЕРАТУРА, ЩО РЕКОМЕНДУЄТЬСЯ ДЛЯ ВИВЧЕННЯ	132

**ЕЛЕМЕНТИ ФІЗИКИ ДОВКІЛЛЯ:
РАДІОЕКОЛОГІЯ
(конспект лекцій)**

Укладачі: Герасимов О.І., Кільян А.М.

Підпис до друку
Умовн. друк.

формат
арк.

Папір друк. №
Тираж

Зам. №

Надруковано з готового оригінал-макету.

Одеський державний екологічний університет
65016, г. Одеса, вул. Львівська, 15.