

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
ОДЕСЬКИЙ ДЕРЖАВНИЙ ЕКОЛОГІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ

Герасимов О.І., Андріанова І.С.

ВСТУП ДО ФАХУ

Конспект лекцій

Одеса
Одеський державний екологічний університет

2018

УДК 502+504
Г 37

Рекомендовано методичною радою Одеського державного екологічного університету Міністерства освіти і науки України як конспект лекцій (протокол №9 від 27. 06. 2018 р.)

Герасимов О.І., Андріанова І.С.

Вступ до фаху: конспект лекцій. Одеса: Одеський державний екологічний університет, 2018. 73 с.

Конспект лекцій з дисципліни "Вступ до фаху" спрямований на урозуміння студентами спеціальності «Технології захисту навколишнього середовища» задач і завдань, які виникають в обраній ними сфері діяльності та усвідомлення ними необхідності базової природничо-наукової підготовки для успішного їх розв'язку.

Відповідно до поставленої мети конспект містить два блоки, в одному з яких розглядаються дисципліни програми підготовки, зміст яких спрямований на розуміння фізичних і фізико-хімічних процесів та моделей, які лежать в основі дослідження і прогнозування шкідливих впливів техногенних факторів на довкілля. У другому блоці виділені дисципліни, пов'язані з аспектами радіаційного захисту довкілля.

Конспект лекцій з дисципліни "Вступ до фаху" призначений для студентів 1-го року денної форми навчання бакалаврського рівня вищої освіти за спеціальністю 183 «Технології захисту навколишнього середовища».

ISBN 978-966-186-143-4

© Герасимов О.І., Андріанова І.С., 2018
© Одеський державний екологічний університет, 2021

ЗМІСТ

	стор.
Вступ	4
1 Фізика у програмі підготовки фахівців з технологій захисту навколишнього середовища	5
1.1 Фізичне моделювання. Класифікація моделей	5
1.2 Фізика. Закони збереження в механіці	7
1.3 Екологічна фізика	9
1.4 Фізика нелінійних, нерівноважних систем довкілля.	17
1.5 Моделювання як задача фізики	22
1.6 Кінетичний метод вивчення нерівноважних процесів. Фізична кінетика радіонуклідів	30
2 Радіоекологія у програмі підготовки фахівців з технологій захисту навколишнього середовища	43
2.1 Теоретичні основи фізики іонізуючого випромінювання	44
2.2 Фізичні принципи взаємодії іонізуючого випромінювання з речовиною	47
2.3 Фізичні основи радіометрії та дозиметрії	55
Література	72

ВСТУП

Сучасне прискорення технічного прогресу, створення складних технічних пристроїв, бездоганних з точки зору розв'язку інженерних задач, при відсутності екологічних підходів до їх розв'язку призвели до накопичення у природному середовищі факторів, які пригнічують життєдіяльність біосфери, призводять до аномальних явищ у природі та екологічних катастроф. Одним з реальних шляхів вирішення проблем, пов'язаних з розвитком техніки та її впливом на екологічний стан, є підготовка спеціалістів у галузі технологій захисту навколишнього середовища, сферою діяльності яких є розв'язок екологічних проблем за допомогою інженерних методів, тобто інженерний захист довкілля.

Дисципліна "Вступ до фаху" дозволяє виділити та підкреслити особливості освітньої програми підготовки інженерів у галузі захисту навколишнього середовища. Ці особливості складають зміст та наповнення змістовних модулів дисципліни.

Конспект лекцій з дисципліни "Вступ до фаху" спрямований на формування у студентів, які обрали у якості майбутньої спеціальності "Технології захисту навколишнього середовища", розуміння задач і завдань, які виникають в обраній ними сфері діяльності та усвідомлення ними необхідності базової природничо-наукової підготовки для успішного їх розв'язку, що обумовлює особливості освітньої програми підготовки.

Вибрані питання повністю відповідають робочій програмі курсу. Наприкінці кожного розділу наведені контрольні питання для самоконтролю.

Посилання на використані при складанні конспекту матеріали наведені біля назви відповідного підрозділу.

1 ФІЗИКА У ПРОГРАМІ ПІДГОТОВКИ ФАХІВЦІВ З ТЕХНОЛОГІЙ ЗАХИСТУ НАВКОЛИШНЬОГО СЕРЕДОВИЩА

Під технологіями захисту навколишнього середовища розуміють систему фізичних, фізико-хімічних та інженерно-технічних заходів, спрямованих на збереження якості середовища в умовах зростаючого промислового виробництва. Завданнями в цій сфері діяльності є:

- моніторинг, прогнозування та оцінка можливих негативних наслідків виробництв, як діючих, так і тих, що відбудовуються або мають бути реконструйовані;
- оптимізація технологічних, інженерних і проектно-конструкторських розробок, виходячи з мінімальної шкоди навколишньому середовищу і здоров'ю людини;
- виявлення і корегування технологічних процесів, які наносять збитки людині та природі.

Виконання цих завдань неможливо без глибокого розуміння фізичних і фізико-хімічних процесів та моделей, які лежать в основі дослідження і прогнозування шкідливих впливів техногенних факторів на довкілля та засобів вирішення задач його захисту.

До блоку спеціальних дисциплін освітньої програми, в яких вивчаються рівноважні і нерівноважні стани фізичних систем, закономірності фізичних процесів, що протікають у навколишньому середовищі, їх моделювання, математичний опис за допомогою диференціальних рівнянь та способи розв'язання і результати, належать дисципліни «Екологічна фізика», «Фізика нелінійних, нерівноважних систем довкілля», «Моделювання в задачах захисту довкілля», «Механіка суцільних середовищ», Спец. семінар «Фіз.принципи в екології», «Фізична кінетика радіонуклідів».

1.1. ФІЗИЧНЕ МОДЕЛЮВАННЯ. КЛАСИФІКАЦІЯ МОДЕЛЕЙ

Задачу моделювання фізичних систем можна розкласти на ряд послідовних етапів, загальний алгоритм яких можна представити у вигляді:

1. Розробка фізичної моделі задачі з формулюванням використаних фізичних наближень.
2. На основі фізичної моделі складання математичної моделі з записом відповідних рівнянь.

3. Складання алгоритму розв'язання математичної моделі, її розв'язування в аналітичному вигляді або за допомогою чисельних методів.
4. Порівняння з експериментальними даними. Інтерпретація отриманих результатів та аналіз адекватності обраної моделі.

Класифікація моделей за різними ознаками представлена в таблиці.

Ознаки класифікації	Види моделей
Ієрархічний рівень	<ol style="list-style-type: none"> 1. Моделі макрорівня 2. Моделі мезорівня 3. Моделі мезорівня
Характер властивостей об'єкту, які відображує модель	<ol style="list-style-type: none"> 1. Структурні 2. Функціональні
Спосіб представлення властивостей об'єкту	<ol style="list-style-type: none"> 1. Аналітичні 2. Алгоритмічні 3. Імітаційні
Спосіб отримання моделі	<ol style="list-style-type: none"> 1. Теоретичні 2. Емпіричні
Особливості поведінки об'єкту	<ol style="list-style-type: none"> 1. Детерміністські 2. Імовірнісні

Наведемо особливості деяких типів фізичних моделей.

В задачах з технологій захисту навколишнього середовища моделі на макрорівні відображують, наприклад, фізичні процеси взаємодії газу з поверхнею твердого тіла, на макрорівні – технологічні процеси.

Структурні моделі ураховують структурні особливості об'єктів, функціональні призначені для опису фізичних, часових процесів. При аналітичному моделюванні його об'єкт описують за допомогою формул, які встановлюють математичний зв'язок, залежність вихідних параметрів системи від вхідних і внутрішніх параметрів. Аналітичні моделі є ефективним інструментом для розв'язку задач про оптимізацію системи або технологічних процесів. Алгоритмічні моделі надають зв'язок між вихідними і вхідними та внутрішніми параметрами системи у вигляді алгоритмів.

Теоретичні моделі створюються на основі дослідження об'єктів та процесів на теоретичному рівні, емпіричні – в результаті проведення експериментів.

Детерміністські моделі описують поведінку об'єкту з позицій повної визначеності в даний момент і в майбутньому. У якості прикладу можна навести такі фізичні закони, як закони динаміки, рівняння процесів в ідеальному газі і т. ін. Імовірнісні моделі ураховують вплив випадкових факторів на поведінку об'єкта, тобто оцінюють його майбутнє з позицій імовірності тих чи інших подій. У якості прикладу можна навести задачу про блукання броунівської частинки.

1.2 ФІЗИКА. ЗАКОНИ ЗБЕРЕЖЕННЯ В МЕХАНІЦІ [1]

Закони збереження у механіці є фундаментальними законами природи, які відображують основні властивості простору і часу, а саме – однорідність і ізотропність простору (закони збереження імпульсу і моменту імпульсу), однорідність часу (закон збереження енергії). Ці закони можна визначити шляхом інтегрування динамічних рівнянь, тому їх називають першими інтегралами руху. Використання законів збереження дозволяє спростити отримання інформації про кінцевий стан системи за початковими характеристиками стану без розгляду фізичних процесів, які відбуваються між ними.

Нагадаємо ці закони.

Закон збереження імпульсу. Імпульсом або кількістю руху тіла називають величину $\vec{p} = m\vec{v}$. Зміна повного імпульсу системи матеріальних точок (тіл) визначається дією тільки зовнішніх сил $\vec{F}^{(e)}$:

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = \vec{F}^{(e)}. \quad (1.1)$$

З основного закону динаміки поступального руху (1.1) витікає закон збереження імпульсу: повний імпульс замкнутої системи тіл є величина стала, тобто

$$\sum_{j=1}^m \vec{F}_j^{(e)} = 0; \quad \vec{p} = \sum_{i=1}^n m_i \vec{v}_i = \text{const},$$

де $\sum_{j=1}^m \vec{F}_j^{(e)}$ – рівнодійна усіх зовнішніх сил, n – кількість тіл системи.

Закон збереження механічної енергії для консервативної системи: повна механічна енергія замкнутої системи, в якій діють тільки консервативні сили, є величина стала.

$$W_k + W_p = \text{const}.$$

Повною механічною енергією називають суму кінетичної і потенціальної енергій.

Нагадаємо, що консервативні сили – сили, робота яких не залежить від форми шляху, а визначається тільки початковою і кінцевою

конфігурацією тіл системи (сили гравітаційної взаємодії, сила пружності, кулонівська сила). Робота консервативної сили вздовж замкненої траєкторії дорівнює нулю:

$$\oint_{(L)} \vec{F} d\vec{r} = 0,$$

де $\oint_{(L)}$ – криволінійний інтеграл уздовж замкненої кривої L , яка співпадає з траєкторією.

Зміна повної механічної енергії системи дорівнює сумі роботи внутрішніх дисипативних сил, що діють у системі, та роботи всіх зовнішніх сил, які діють на систему

$$\Delta W = W_2 - W_1 = A_{12}^{disc} + A_{12}^{зовн}.$$

Дисипативні сили – це сили, повна робота яких у системі завжди є від'ємною величиною (сила тертя, сила опору середовища).

Закон збереження моменту імпульсу.

Моментом імпульсу \vec{L} матеріальної точки відносно полюса O називають векторний добуток радіус-вектора \vec{r} , проведеного від полюса до матеріальної точки, на вектор її імпульсу:

$$\vec{L} = [\vec{r} \cdot \vec{p}].$$

Напрямок вектора \vec{L} визначається за правилом правого свердлика.

Моментом імпульсу відносно осі називають проекцію моменту імпульсу відносно точки (полюса), що лежить на осі, на цю вісь:

$$L_z = [\vec{r} \cdot \vec{p}]_z.$$

Величина моменту імпульсу L_z твердого тіла відносно осі обертання OZ знаходиться за формулою:

$$L_z = I_z \omega,$$

де I_z – момент інерції тіла відносно осі OZ , ω – кутова швидкість.

Зміна повного імпульсу системи матеріальних точок (тіл) визначається законом динаміки обертального руху:

$$\frac{dL_z}{dt} = M_z^{(e)},$$

де L_z – алгебраїчна сума моментів матеріальних точок (тіл) системи; $M_z^{(e)}$ – алгебраїчна сума моментів усіх зовнішніх сил, що діють на систему, відносно осі OZ .

Якщо $M_z^{(e)} = 0$ (система замкнена або рівнодійна моментів зовнішніх сил дорівнює нулю), виконується закон збереження моменту імпульсу відносно осі OZ :

$$L_z = \sum_{i=1}^n I_{zi} \omega_i = \text{const}.$$

1.3 ЕКОЛОГІЧНА ФІЗИКА [2,3,4,5]

Екологічна фізика – міждисциплінарна наука, задачами якої є визначення та оцінка проблем довкілля, дослідження процесів у навколишньому середовищі, як безпосередньо, так і шляхом моделювання з метою створення прогностичної бази упередження можливих екологічних проблем (катастроф) та послаблення чинних. Вона використовує дослідні технології та інструментарій з різних розділів фізики і техніки і потребує аналітичних методів математичної фізики та чисельного аналізу.

Область задач екологічної фізики має стосунок до суспільства взагалі та його економіки зокрема. Кожна зі стадій виробництва, переробки і споживання так чи інакше супроводжується шкідливими змінами в довколишньому середовищі. Результатом стають зміни в кліматі, як локальні так і глобальні. Розрізняють шумове, світлове, електромагнітне, радіаційне і дисперсійне забруднення. Опис таких забруднень становить окрему задачу екологічної фізики.

Велике коло задач екофізики пов'язано з енергетичним балансом нашої планети, зміною температури в локальних і глобальних масштабах, що тягне за собою зміни в кліматі, не завжди сприятливі. Проблема потепління потребує розв'язання великої кількості окремих задач: розробки діагностичних методів атмосферних викидів, побудування моделей їхнього поширення, пошуку нових мало енергоємних технологій та альтернативних джерел енергії і т. ін.

Екологічні системи, хімічні системи, в яких безперервно протікають хімічні реакції (ззовні надходять реагенти, а продукти реакції відводяться), біологічні системи, живі організми термодинаміка розглядає, як *відкриті*, тобто такі, що можуть обмінюватися з довкіллям енергією, речовиною та імпульсом. Подібний підхід дозволяє досліджувати принципи існування і розвитку систем на основі законів *термодинаміки нерівноважних процесів, фізичної та хімічної кінетики*.

Локальна рівновага і основне рівняння термодинаміки нерівноважних процесів

У термодинамічних рівноважних системах, як відомо, температура T і хімічний потенціал μ постійні уздовж усієї системи:

$$\text{grad}T = 0, \text{ grad}\mu = 0$$

Якщо ці умови не виконуються, тоді в системі виникають незворотні процеси перенесення маси, енергії, електричного заряду і так далі.

При узагальненні класичної термодинаміки на нерівноважні процеси виходять з уявлення про локальну нерівновагу. Відомо, що час релаксації зростає із збільшенням розмірів системи, так що окремі макроскопічно малі частини системи приходять самі по собі в рівноважний стан значно раніше, ніж встановлюється рівновага між цими частинами. Тому у нерівноважній термодинаміці вважають, що в у цілому в нерівноважній системі окремі невеликі частини є рівноважними (квазірівноважними), але їх термодинамічні параметри повільно змінюються у просторі від точки до точки і протягом часу.

Які розміри цих фізично малих рівноважних частин нерівноважної системи і чому дорівнюють часи зміни термодинамічних параметрів в них? Ці значення визначаються в термодинаміці експериментально. Зазвичай вважається, що фізично елементарний об'єм l^3 , з одного боку, він містить велике число частинок ($v_0 \ll l^3$, v_0 – об'єм припадає на одну частинку), а з іншого боку, неоднорідності макроскопічних параметрів $a_i(r)$ на довжині l малі в порівнянні з величиною цих параметрів $\left(\left| \frac{\partial a_i}{\partial x} \right| l \ll a_i \right)$, тобто

$$v_0^{1/3} \ll l \ll \left| \frac{1}{a_i} \frac{\partial a_i}{\partial x} \right|^{-1}$$

Час τ зміни термодинамічних параметрів у фізично малих рівноважних частинах набагато більший від часу τ_L , за який встановлюється рівновага в усій системі, :

$$\tau_i \ll \tau \ll \tau_L.$$

В умовах, коли допустиме уявлення про локальну рівновагу, можна побудувати послідовну феноменологічну термодинаміку незворотних процесів.

Основними положеннями та законами, на які спирається термодинаміка необоротних процесів, є:

- лінійний закон,
- принцип симетрії кінетичних коефіцієнтів,
- закони збереження для густини числа частинок, імпульсу, енергії, рівняння балансу.

Згідно з основними положеннями термодинаміки мірою упорядкованості системи служить функція стану – ентропія S . Для квазістатичних (оборотних) процесів зміна ентропії відбувається за рахунок передачі (віднімання) системі деякої кількості теплоти δQ при температурі T :

$$dS = \frac{\delta Q}{T};$$

тут знак δQ визначає напрямок зміни ентропії.

У *ізольованих* системах (без будь-якого обміну з довкіллям), завдяки нерівноважним (необоротним) процесам (дифузії, теплопровідності, хімічних реакцій тощо), ентропія може лише зростати, досягаючи максимального значення в стані термодинамічної рівноваги. *Виробництво ентропії*

$$\frac{d_i S}{dt} \geq 0. \quad (1.2)$$

Оскільки впорядкованість асоціюється зі зниженням ентропії, вираз (1.2) виключає самодовільне виникнення впорядкованих утворень у такому випадку.

Зміну в часі ентропії відкритої системи можна подати в вигляді суми двох внесків:

$$\frac{dS}{dt} = \frac{d_e S}{dt} + \frac{d_i S}{dt},$$

де $d_e S/dt$ – потік ентропії, зумовлений обміном із зовнішнім середовищем. Величина $d_e S$ не має певного знаку, тож можливі стани, коли виробництво ентропії врівноважується відтоком її назовні :

$$d_e S = -d_i S = 0,$$

Таким чином, якщо в систему подається достатньо великий від’ємний потік ентропії, в принципі, в ній може підтримуватися деяка впорядкована низькоентропійна конфігурація. Термодинамічний стан системи при цьому суттєво нерівноважний. У межах такого підходу можна стверджувати, що нерівноважність служить джерелом впорядкованості.

Ентропія нерівноважного стану виражається через ті самі змінні x_k , що й рівноважного: парціальні густини хімічних компонент, температуру і т. ін. Тільки у цьому разі ці змінні стосуються не всієї системи в цілому, а

змінюються від точки до точки і в часі. Відповідно і ентропія стає локальною функцією координат і часу

$$S(\vec{r}, t) = S(\{x_k(\vec{r}, t)\})$$

(тут $\{x_k\}$ є повним набором параметрів, які характеризують термодинамічний стан).

Для густини ентропії $s(\vec{r}, t)$ (ентропії на одиницю маси) справедливе рівняння Гіббса (другий закон термодинаміки у локальній формі):

$$Tds = d\varepsilon + pd\left(\frac{1}{\rho}\right) - \sum_i \mu_i dc_i,$$

де $\varepsilon(\vec{r}, t)$ – густина внутрішньої енергії; ρ – густина речовини; μ_i , c_i – хімічний потенціал та приведена концентрація хімічної компоненти i .

Рівняння Гіббса надає лише одне співвідношення між зазначеними термодинамічними параметрами T , s , ε , p , ρ , якого недостатньо для їхнього самоузгодженого визначення. Його можна доповнити рівнянням неперервності

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div} \rho \vec{v} = 0,$$

яке виражає собою закон збереження маси, та рівнянням в'язкого руху Нав'є - Стокса

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\vec{v} \nabla) \vec{v} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \frac{\eta}{\rho} \Delta \vec{v} + \frac{1}{\rho} \left(\zeta + \frac{\eta}{3}\right) \nabla \text{div} \vec{v},$$

що є наслідком закону збереження імпульсу. До записаного слід додати рівняння переносу теплоти (наслідок закону збереження енергії)

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \vec{v} \nabla T = \text{div}(\chi \nabla T)$$

або, коли коефіцієнт температуропровідності χ сталий,

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \vec{v} \nabla T = \chi \nabla^2 T.$$

Наведена система рівнянь для восьми змінних T , s , ε , p , ρ , \vec{v} , буде замкненою, якщо її доповнити рівняннями стану

$$p = p(\rho, T), \quad \varepsilon = \varepsilon(\rho, T).$$

Якщо ж в системі мають місце електромагнітні процеси, то до розгляду слід ввести ще декілька змінних: густини електричних зарядів та струмів і характеристики електромагнітного поля. Відповідно система рівнянь поповниться рівняннями Максвела і матеріальними співвідношеннями, що пов'язують характеристики поля та потоки речовини.

Наведена сукупність рівнянь охоплює практично всі процеси в нерівноважних системах.

Швидкість виникнення ентропії в одиниці об'єму – *виробництво ентропії* – дорівнює

$$\sigma = \frac{d(\rho \cdot s)}{dt} = \sum_k \frac{\partial(\rho s)}{\partial x_k} \frac{\partial x_k}{\partial t}.$$

Величини $X_k \equiv \frac{\partial(\rho s)}{\partial x_k}$ називають термодинамічними силами, а

$J_k \equiv \frac{\partial x_k}{\partial t}$ – термодинамічними потоками. Таким чином останній вираз записується в вигляді:

$$\sigma = \sum_k J_k X_k.$$

Ентропія всієї нерівноважної системи

$$S = \int_V \rho s dV.$$

Лінійний закон. Співвідношення взаємності Онзагера

За малих відхилень від рівноваги термодинамічні сили і потоки пов'язані лінійно:

$$J_i = \sum_k L_{ik} X_k, \quad (1.3)$$

де L_{ik} - кінетичні коефіцієнти.

Для різних процесів термодинамічні сили і потоки можуть бути об'єктами різної геометричної природи: скалярами, векторами, тензорами тощо. Згідно принципу Кюрі лінійний закон (1.3) може зв'язувати термодинамічні сили і потоки тільки однієї тензорної розмірності.

В межах лінійності необоротних процесів з міркувань часової та просторової симетрії випливає співвідношення взаємності Онзагера:

$$L_{ik} = L_{ki}$$

Тобто, якщо на потік J_i , відповідний за необоротний процес i , впливає сила X_k процесу k , то сила X_i зумовлює потік J_k з тим же коефіцієнтом. З урахуванням (1.3) для густини виробництва ентропії можна записати

$$\sigma = \sum_{ik} L_{ik} X_i X_k \geq 0,$$

де знак рівності відповідає стану термодинамічної рівноваги (і найбільшому значенню ентропії).

Стан системи характеризується, як стаціонарний, якщо його параметри x_k не змінюються з часом.

Повне виробництво ентропії

$$P = \int \sigma dV$$

в стаціонарному стані має мінімальне значення згідно зовнішніх умов,

накладених на систему (теорема Пригожина):

$$\frac{\partial P}{\partial t} \leq 0.$$

У разі відхилення якихось параметрів від середніх значень за рахунок внутрішніх флуктуацій, або через зовнішній вплив виникають відповідні потоки, починає вироблятися додаткова ентропія – система повертається в попередній стан.

Теорема про мінімальне виробництво ентропії гарантує асимптотичну стійкість стаціонарних нерівноважних станів, а у стійких станах, принаймні близьких до стану термодинамічної рівноваги, годі чекати появи якихось якісно нових структур.

Самоорганізація. Головні риси та принципи. Еволюція відкритих систем.

У станах, віддалених від рівноваги, тобто за межами придатності лінійних законів і співвідношення Онзагера похідна dP/dt не має якихось особливих властивостей. Для аналізу цього питання можна використати розбиття виробництва ентропії на два доданки, які визначають виробництво ентропії за рахунок зміни у часі термодинамічної сили ($\frac{d_x P}{dt}$)

та за рахунок зміни потоків ($\frac{d_y P}{dt}$):

$$\frac{dP}{dt} = \int dV_k \sum_k J_k \frac{dX_k}{dt} + \int dV \sum_k X_k \frac{dJ_k}{dt} \equiv \frac{d_x P}{dt} + \frac{d_y P}{dt}$$

Універсальним критерієм еволюції називається твердження:

$$\frac{d_x P}{dt} \leq 0$$

яке узагальнює принцип мінімальності виробництва ентропії. Тут знак рівності відповідає стаціонарному станові, поблизу якого (в області лінійності) обидва доданки в (9) стають однаковими:

$$d_x P = d_y P.$$

і сам критерій переходить у теорему про мінімальне виробництво ентропії.

Універсальний критерій еволюції має силу в області придатності локальної термодинаміки і демонструє одну тенденцію: прагнення системи, відхиленої флуктуаціями або зовнішніми збуреннями повернутися в стійкий стан.

Згідно з теоремою про мінімальне виробництво ентропії, близькі до рівноваги стани є асимптотично стійкими. Їхня послідовність складає *термодинамічну гілку*, яка поширюється в скінченій околиці рівноважного стану. Однак при зовнішній дії деякого фактора, який спричиняє систематичне відхилення системи від рівноваги, не виключається втрата стійкості термодинамічної гілки. Новий усталений режим, в який система переходить стрибком, може відповідати впорядкованому стану. Впорядковані утворення, що з'являються поза областю стійкості називаються *дисипативними структурами*.

Сам факт утворення нових структур, тобто упорядкованості, в процесі еволюції, здається, знаходиться у протиріччі з другим законом термодинаміки, з якого випливає, що з часом обов'язково відбувається зникнення структур з одночасним зростанням ентропії усієї системи. Насправді, ніякого протиріччя не існує: утворення структур відбувається у відкритій підсистемі, яка завжди є частиною деякої більшої системи. Якщо остання є замкненою, то дисипативні процеси, які в ній відбуваються, приводять до зростання ентропії всій системі, але не обов'язково викликають зростання ентропії в кожній її частині.

Загальні принципи самоорганізації і утворення просторових, часових і просторово-часових структур у відкритих нерівноважних системах вивчає міждисциплінарна гілка науки – *сінергетика*.

Приклади виникнення упорядкованих структур у системах різної природи:

у фізиці – фазові переходи другого роду, такі, як надпровідність, надтекучість, конвективна нестійкість, когерентне випромінювання лазерів, солітони і т. ін.;

у хімії – періодична окислювально-відновна реакція Білоусова-Жаботинського;

у біології – періодичні процеси при гліколізі та фотосинтезі, морфо генетичні процеси у родині колективних амеб, коливальна динаміка чисельності популяцій;

у медицині – утворення ревербераторів (спіральних хвиль) у міокарді;
в обчислювальній техніці – паралельні обчислення, розпізнання образів;

у соціології і політології – формування громадської думки, стійкість політичних систем;

в екології – розповсюдження епідемій (пандемії) і забруднень і т. ін.

У якості прикладу розглянемо більш детально процес виникнення при тепловій конвекції упорядкованої структури – комірок Бенара. Явище можна спостерігати в полі тяжіння в тонкому горизонтальному шарі рідини, який підігрівається знизу. Поки різниці між температурами верхньої (T_2) і нижньої (T_1) поверхонь немає, система перебуває в стані термодинамічної рівноваги. Короточасні теплові збурення

(локальний підігрів на декілька градусів) не в змозі значно його порушити. Коли збурення загасають, кажуть, що стан є *асимптотично стійким*.

Систематичного відхилення від рівноваги досягають, підігрівачи рідини знизу ($\Delta T > 0$). За невеликих градієнтів температури у системі встановиться новий стан, в якому єдиним процесом буде передача тепла від нижньої поверхні до верхньої. Разом із температурою тиск і густина не будуть більше однорідними, а лінійно змінюватимуться від одної поверхні до другої. При подальшому збільшенні температурного перепада раптово, при деякому критичному значенні $\Delta T = \Delta T_c$, активізується об'ємний рух речовини, який самоорганізується в комірки. Внаслідок теплового розширення рідина близько нижньої поверхні має меншу густину і тиск відносно верхніх шарів. Зрозуміло, що конфігурація з градієнтом густини (тиску), спрямованим проти сили тяжіння, є потенціально нестійкою, тому будь-які флюктуації призводять до виникнення потоків. Причини, з яких такі потоки не спостерігаються при малих ΔT , пов'язані зі стабілізаційним впливом в'язкості та теплопровідності рідини.

Вище порогового значення ΔT_c комірки вишукуються вздовж горизонтальної осі, причому рідина в комірках циркулює то за стрілкою годинника, то проти. Явище не можна пояснити особливостями молекулярної взаємодії: розмір комірок Бенара $\sim 10^{-1}$ см у той час, як масштаб міжмолекулярних сил $\sim 10^{-8}$ см. Тобто когерентну поведінку демонструють одночасно величезна кількість молекул $\sim 10^{21}$ в одній комірці.

Вражає феномен раптового виникнення *впорядкованості* та *узгодженості* в системі досі однорідній. Подальше збільшення перепаду температур за новим граничним порогом призводить до турбулізації течії – режиму, який характеризується невпорядкованою залежністю характеристик від часу.

Таким чином бачимо, що нерівноважність спричинила виникнення *дисипативної структури*, яка характеризується порушення симетрії, множинним вибором і кореляціями в макроскопічних масштабах.

Отже, сінергетика тісно пов'язана з різними областями науки і техніки. Використовуючи єдиний підхід до розгляду різнорідних за природою явищ, вона формулює та обґрунтовує принципи, які лежать в основі процесів самоорганізації.

Згідно цим принципам одна з головних причин процесів упорядкування може бути сформульована так: *просторові, часові та часово-просторові структури в органічному і неорганічному світі виникають як проявлення колективних коливань через флюктуації, їх взаємодію і відбір тих з них, які мають найбільший час релаксації*. Такі, найбільш довго живучі процеси характеризують змінні, які в сінергетиці називають *параметрами порядку* або *керуючими модами* (коливаннями). Саме вони визначають еволюцію системи, яка спочатку мала велику кількість ступенів вільності. Внаслідок колективної взаємодії різних мод в такій системі може виділитися лише декілька параметрів порядку. В цьому полягає *принцип підпорядкування*.

1.4 ФІЗИКА НЕЛІНІЙНИХ, НЕРІВНОВАЖНИХ СИСТЕМ ДОВКІЛЛЯ [3,4,5]

Нерівноважні фазові переходи. Утрата стійкості по лінійному наближенню. Особливі точки і біфуркації.

Найбільш важливі риси багатьох фізико-математичних моделей, які описують упорядкованість і самоорганізацію в системах різної природи, це:

- просторовий розподіл властивостей, яку за звичаєм описують за допомогою доданків, які містять другі просторові похідні, що характерним для дифузійного механізму;
- взаємний вплив властивостей або ефекти зворотного зв'язку, які ураховуються уведенням у відповідні рівняння моделей нелінійних доданків.

Типовим прикладом рівнянь, які ураховують ці особливості, є рівняння так званих реакційно-дифузійних моделей:

$$L n(\vec{r}, t) = \varphi(n),$$

де оператор $L = \frac{\partial}{\partial t} - D\Delta$; Δ – оператор Лапласа; D – коефіцієнт дифузії;

$\varphi(n)$ – нелінійна функція концентрацій n , які виграють роль параметрів порядку. Ці рівняння у якості коефіцієнтів містять також набір параметрів α_i , які визначають взаємодію відкритої системи з оточенням. В залежності від значення цих параметрів система може знаходитися в стійких або нестійких станах. Згідно вище зазначеному, однорідні у просторі і стаціонарні у часі стани системи належать до стійкої (термодинамічної) гілки станів. При зміні зовнішніх параметрів α_i термодинамічна гілка може втратити свою стійкість і в системі може виникнути якісно новий тип поведінки. Виникнення таких різких якісних змін у поведінці системи при утраті стійкості стаціонарного стану має назву *біфуркації*.

Саме дослідженню нелінійних процесів присвячені теорія біфуркацій та теорія стійкості. Задачею теорії біфуркацій є а) показати існування розгалуження розв'язків при певних критичних значеннях параметра; б) знайти можливі розв'язки, які виникають при біфуркації. На запитання, чи стійкий розв'язок відносно збурень, відповідає теорія стійкості. Аналіз стійкості стаціонарного стану, як буде показано нижче, тісно пов'язаний з поняттями параметра порядку і принципом підпорядкування.

Нехай динамічне рівняння, яке описує деякий процес, що відбувається у системі, має вигляд

$$\frac{dx}{dt} = -\alpha x - kx^3, \quad (1.4)$$

де k – деякий додатний коефіцієнт. Якщо $x = x_0$ є стаціонарним розв'язком цього рівняння, то $x_0(-\alpha - kx_0^2) = 0$, звідки отримуємо стаціонарний розв'язок $x_0 = 0$.

Для аналізу стійкості стаціонарного розв'язку по лінійному наближенню вводимо мале збурення δx , тобто $x(t)$ представляємо у вигляді $x(t) = x_0 + \delta x$. Підстановка виразу у рівняння (1.4) з урахуванням того, що у лінійному наближенні доданок $x^3 = x_0^3 + 3x_0^2\delta x$ не дає внесок у рівняння оскільки $x_0 = 0$, дає

$$\frac{d\delta x}{dt} = -\alpha \delta x.$$

Розв'язком цього рівняння є функція

$$\delta x(t) = \delta x(0)e^{-\alpha t}.$$

Таким чином, при $\alpha > 0$ розв'язок $x_0 = 0$ є стійким, а при $\alpha < 0$ цей самий розв'язок втрачає стійкість, оскільки збурення $\delta x(t)$ починає експоненціально зростати з часом.

Відповідь на питання, в які нові стани переходить досліджувана система при втраті стійкості по лінійному наближенню, потребує введення таких понять синергетики як параметр порядку і принцип підпорядкування. Для ілюстрації розглянемо систему двох диференціальних рівнянь

$$\begin{aligned} \frac{dx}{dt} &= -\alpha_1 x - xy, \\ \frac{dy}{dt} &= -\alpha_2 y + x^2. \end{aligned}$$

Нехай, як і в попередньому прикладі, параметр $\alpha_1 < 0$ і є малим за величиною. Тоді в припущенні малості величин x і y , можна стверджувати, що змінна x утрачає свою стійкість при переході параметра α_1 у від'ємну область поблизу його біфуркаційного значення $\alpha_1 = 0$. Внаслідок малості модулю α_1 величини $x(t)$ і, відповідно, x^2 у другому рівнянні системи змінюються досить повільно. Далі, якщо параметр $\alpha_2 > 0$ і $\alpha_2 \gg \alpha_1$, величиною $\frac{dy}{dt}$, яка визначає швидкість зміни величини y , порівняно з

доданками в правій частині рівняння можна знехтувати. Звідки друга змінна виражається через першу змінну x , тобто підпорядкована їй:

$$y = \frac{x^2}{\alpha_2}.$$

Це дозволяє у розглянутому наближенні, яке називають *адіабатичним*, виключити другу змінну y і розглядати лише одне рівняння для x , в якому y виражена через x :

$$\frac{dx}{dt} = -\alpha_1 x - \frac{x^3}{\alpha_2}.$$

При цьому змінна x є *параметром порядку*, а зв'язок між x та y , який дозволив виключити з розгляду друге рівняння, тобто зменшити кількість рівнянь початкової системи – *принципом підпорядкування*.

Проведемо якісний аналіз динамічної системи, яка здатна на самоузгоджену поведінку, описується двома змінними x і y (наприклад концентраціями двох хімічних компонент), поведінка яких задовольняє нелінійним диференціальним рівнянням довільного вигляду:

$$\begin{aligned} \frac{dx}{dt} &= P(x, y), \\ \frac{dy}{dt} &= Q(x, y). \end{aligned}$$

Коли час не входить у функції $P(x, y)$ і $Q(x, y)$, система називається *автономною*. Виключивши t з обох рівнянь, матимемо

$$\frac{dx}{dy} = \frac{P(x, y)}{Q(x, y)}. \quad (1.5)$$

Розв'язання цього рівняння дає однопараметричне сімейство траєкторій на площині (x, y) , тобто у *фазовому просторі* (x, y) . Такі траєкторії називають *фазовим портретом* або *фазовою кривою* системи. Кожній точці на цих кривих відповідає розв'язок рівняння (1.5). У силу теореми єдності відповідні різним початковим умовам траєкторії не можуть перетинатися. Інший висновок: замкнена траєкторія в площині (x, y) відповідає періодичному розв'язкові.

Точки, де $P(x, y) = Q(x, y) = 0$ називають *особливими*. Вони відповідають стаціонарним станам.

Проводимо аналіз стаціонарного розв'язку на стійкість згідно зазначеному раніше методу малих збурень і лінеаризації диференціальних рівнянь:

1) представляємо розв'язки у вигляді суми стаціонарних значень змінних x_0, y_0 та малих додатків – збурень ξ, η :

$$x = x_0 + \xi; \quad y = y_0 + \eta. \quad (1.6)$$

2) Лінеаризуємо систему диференціальних рівнянь. Після підстановки (1.3.6) у рівняння (1.3.5) отримуємо лінійні рівняння для додатків:

$$\frac{d\xi}{dt} = P(x_0 + \xi, y_0 + \eta) = a\xi + b\eta,$$

$$\frac{d\eta}{dt} = Q(x_0 + \xi, y_0 + \eta) = c\xi + d\eta,$$

де коефіцієнти a, b, c, d зв'язані з похідними

$$a = P'_x(x_0, y_0); \quad b = P'_y(x_0, y_0); \quad c = Q'_x(x_0, y_0); \quad d = Q'_y(x_0, y_0).$$

3) Загальний розв'язок досліджуваної динамічної системи поблизу її стаціонарного стану шукаємо у вигляді

$$\xi = Ae^{\lambda t}, \quad \eta = Be^{\lambda t}.$$

Тоді

$$\frac{d\xi}{dt} = \lambda\xi = aAe^{\lambda t} + bBe^{\lambda t}$$

$$\frac{d\eta}{dt} = \lambda\eta = cAe^{\lambda t} + dB e^{\lambda t}.$$

Звідки

$$\lambda A = aA + bB, \quad \lambda B = cA + dB. \quad (1.7)$$

Ненульовий розв'язок алгебраїчної системи рівнянь (1.7) відносно коефіцієнтів A та B існує тільки за умови, що основний визначник дорівнює нулю:

$$\begin{vmatrix} a - \lambda & b \\ c & d - \lambda \end{vmatrix} = 0$$

або

$$\lambda^2 - (a + d)\lambda + (ad - bc) = 0.$$

Корені цього *характеристичного* рівняння мають вигляд

$$\lambda_{1,2} = \frac{a + d}{2} \pm \left(\frac{(a + d)^2}{4} - (ad - bc) \right)^{\frac{1}{2}}.$$

Якщо корені не є кратними, то розв'язок системи можна надати у вигляді

$$\xi = C_{11}e^{\lambda_1 t} + C_{12}e^{\lambda_2 t},$$

$$\eta = C_{21}e^{\lambda_1 t} + C_{22}e^{\lambda_2 t}.$$

Особливі точки та варіанти поведінки збуреної системи залежать від характеру та знаку коренів λ_1 і λ_2 , тобто від параметрів a, b, c, d .

Типи особливих точок за класифікацією Пуанкаре наведені у таблиці 1.

Якщо корені λ_1 і λ_2 – дійсні, то особлива точка в залежності від знаків коренів (див. табл. 1.1) є стійким чи нестійким *вузлом* або *сідлом*.

Якщо корені – комплексно-спряжені, то в системі відбуваються коливання, особлива точка – *фокус* (стійкий чи нестійкий, в залежності від знаку $\text{Re } \lambda_{1,2}$).

При $\text{Re } \lambda_{1,2} = 0$ у системі відбуваються незгасаючі коливання;

особливою точкою є *центр* або *граничний цикл*.

Класифікація особливих точок Таблиця 1.1

Тип особливої точки	Значення коренів	
	Дійсна частина	Уявна частина
Стійкий вузол	$\operatorname{Re} \lambda_1 < 0$ $\operatorname{Re} \lambda_2 < 0$	$\operatorname{Im} \lambda_1 = 0$ $\operatorname{Im} \lambda_2 = 0$
Нестійкий вузол	$\operatorname{Re} \lambda_1 > 0$ $\operatorname{Re} \lambda_2 > 0$	$\operatorname{Im} \lambda_1 = 0$ $\operatorname{Im} \lambda_2 = 0$
Сідло	$\operatorname{Re} \lambda_1 < 0$ $\operatorname{Re} \lambda_2 > 0$	$\operatorname{Im} \lambda_1 = 0$ $\operatorname{Im} \lambda_2 = 0$
Стійкий фокус	$\operatorname{Re} \lambda_1 < 0$ $\operatorname{Re} \lambda_2 < 0$	$\operatorname{Im} \lambda_1 \neq 0$ $\operatorname{Im} \lambda_2 \neq 0$
Нестійкий фокус	$\operatorname{Re} \lambda_1 > 0$ $\operatorname{Re} \lambda_2 > 0$	$\operatorname{Im} \lambda_1 \neq 0$ $\operatorname{Im} \lambda_2 \neq 0$
Центр (граничний цикл)	$\operatorname{Re} \lambda_1 = 0$ $\operatorname{Re} \lambda_2 = 0$	$\operatorname{Im} \lambda_1 \neq 0$ $\operatorname{Im} \lambda_2 \neq 0$

Фазові портрети, що відповідають околу особливих точок, зображені на рис.1.1.

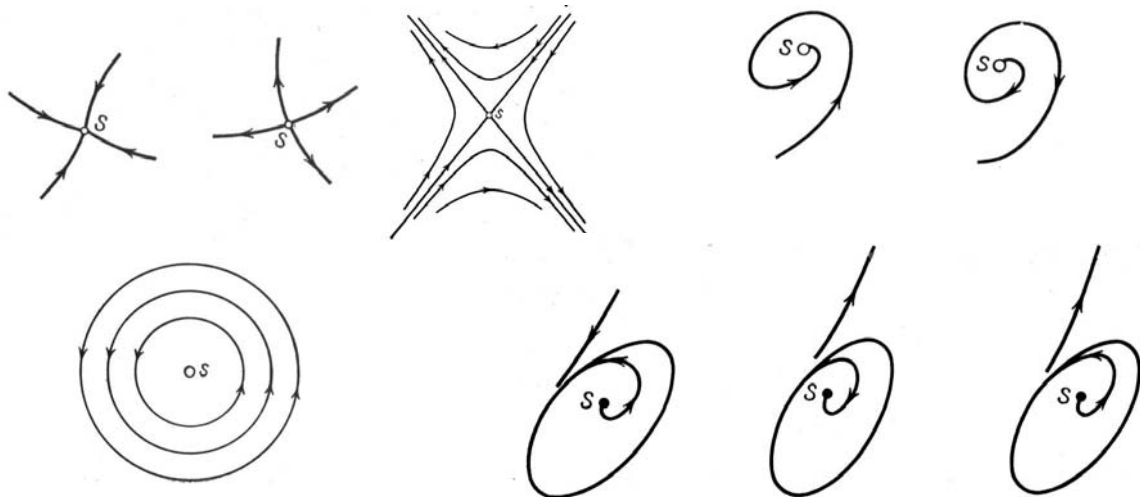


Рис. 1.1. Особливі точки на фазовій площині (x,y): а) і б) нестійкий і стійкий вузли; в) сідло; г) і д) стійкий і нестійкий фокус; е), ж), з) стійкий нестійкий та напівстійкий граничні цикли.

Стійкий та нестійкий вузли, стійкий та нестійкий фокуси, а також сідла характеризують, так звані, «грубі» системи, граничний цикл (центр) – «негрубі». «Грубими» називають системи, характер траєкторії яких у фазовому просторі зберігається при малих змінах параметрів a, b, c, d . «Негрубі» системи – це такі, в траєкторіях яких відбуваються різкі якісні зміни при невеликих змінах параметрів a, b, c, d . Перехід відбувається при деякому критичному значенні параметра (або набору параметрів), що може відповідати точці біфуркації.

Наведені результати ґрунтуються на властивостях лінеаризованої системи. У самій критичній точці збурення вже не можна вважати малими, для з'ясування характеру критичних точок і можливості біфуркацій необхідно аналізувати повну систему нелінійних рівнянь (13).

Найбільш типові біфуркації:

1. *Біфуркація з одного вузла (фокуса) у два вузли (фокуси).*

При аналізі стійкості стаціонарного розв'язку по лінійному наближенню для рівняння (11) біло встановлено, що $\alpha=0$ є координатою біфуркаційної точки, оскільки при $\alpha > 0$ розв'язок (12) відповідає стійкому вузлу при $x_0=0$, а при $\alpha < 0$ розв'язок стає нестійким і відбувається перехід у два

нових стійких вузли $x_0 = \pm \sqrt{\frac{\alpha}{k}}$. (При $\text{Im } \alpha \neq 0$ вузли перетворюються на фокуси)

2. *Біфуркація Хопфа з фокусу в граничний цикл.* Для цього випадку корені характеристичного (дисперсійного) рівняння є комплексно-спряженими числами. При $\lambda \rightarrow 0$ корені наближаються до уявної осі, внаслідок стійкий фокус перетворюється на граничний цикл, тобто в системі виникають періодичні у часі коливання.

3. *Біфуркація граничного циклу.* Такі біфуркації спостерігаються при подальшій зміні керуючих параметрів і можуть відбуватися за різним сценарієм: а) старий граничний цикл переходить у новий один або більшу кількість граничних циклів в тій самій площині; б) старий двовимірний граничний цикл переходить у трихвимірний граничний цикл, притому у випадку незамкненої траєкторії рух точки, яка зображує стан системи у фазовому просторі відбувається по поверхні тора; в) старий граничний цикл з періодом T_1 переходить в новий, рухаючись по якому система повертається в початковий стан за час $T_2=2 T_1$.

4. *Дивний аттрактор.* При зміні керуючих параметрів фазова траєкторія, яка представляє собою рух по тору, може перетворитися на нестійку і хаотичну. Якщо для простих аттракторів (стійких особливих точок та граничного циклу) фазові траєкторії стягуються у близькій окіл цих точок або граничного циклу, то для дивного аттрактора усі фазові траєкторії розбігаються і хаотично перемішуються, між тим залишаючись у області

притягання дивного аттрактора (рис.1.2)..

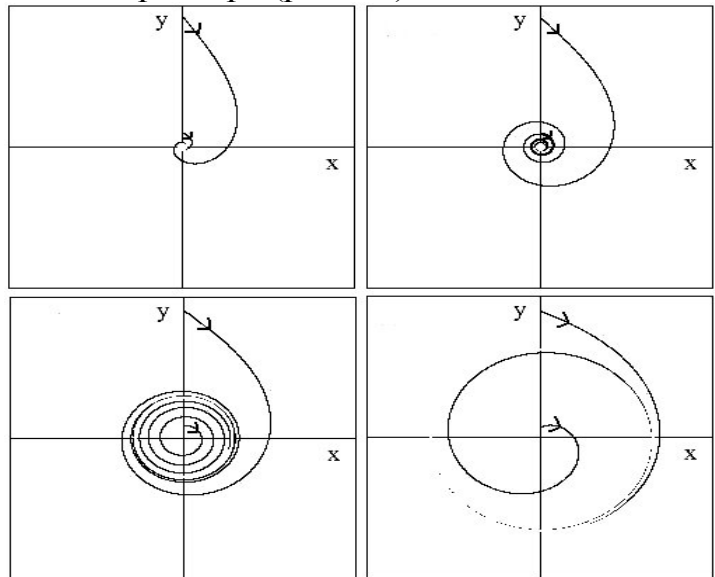


Рис.1.2 Дивний аттрактор Лоренца

1.5 МОДЕЛЮВАННЯ ЯК ЗАДАЧА ФІЗИКИ [4,5,6,7]

(«Екологічна фізика», Спец.семінар «Фіз.принципи в екології»)

Головні типи рівнянь математичної фізики у застосуванні до фізичних моделей у довкіллі.

Розглянемо деякі важливі рівняння, які використовуються для моделювання у задачах про довкілля.

Рівняння Лоткі (1924р) – рівняння експоненційного (необмеженого) зростання популяції, яке вказує на зростання чисельності (N) протягом проміжку часу (dt) як функції початкового розміру популяції (N_0):

$$\frac{dN}{dt} = F(N_0).$$

Рівняння Ферхульста-Пірла (1838р та 1928р) – рівняння логістичного (обмеженого) зростання популяції вказує на те, що із зростанням чисельності популяції зменшуються харчові та ін. ресурси, екологічний імунітет, зростає прес хижаків і т. ін., у зв'язку з чим зростання уповільнюється, а чисельність наближається до верхньої межі (асимптоти):

$$\frac{dN}{dt} = rN \left(1 - \frac{N}{K} \right),$$

де N – чисельність (щільність) популяції; r – швидкість зростання популяції, яка обумовлена властивостями організму; K – ємність середовища для максимальної щільності популяції, або граничне

навантаження на середовище, яке відповідає верхній асимптоті (у цьому випадку індекс народження дорівнює індексу смертності); $\left(1 - \frac{N}{K}\right)$ – опір середовища.

Рівняння Ферхульста-Пірла використовується у математичних моделях конкуренції, хижацтва, симбіозу (паразитизму). Графічне зображення – логістична крива (S-подібна). Після досягання верхньої асимптоти, вона коливається паралельно абсцисі (вісь часу). Експериментальне підтвердження це рівняння отримало у досліджах Г.Ф.Гаузе (1934р) з тувелькою *Paramecium caudatum*.

Рівняння Берталанффі (1957) – було запропоновано для визначення росту тварин:

$$\frac{dW}{dt} = \eta W^m - KW^n,$$

де W – маса організму; η та K – константа анаболізму та катаболізму, відповідно; m та n – показник нелінійності анаболізму та катаболізму, відповідно. Рівняння Берталанффі використовується для розрахунку вторинної продукції.

Рівняння Шеннона (1948р) – рівняння за допомогою якого можна визначити ступінь інформованості (ступінь впорядкованості) системи:

$$H = - \sum_{i=1}^k P_i \log_2 P_i,$$

де P_i – імовірність випадку; k – кількість елементів – носіїв інформації.

Мак-Артур (1957р) використав рівняння Шеннона для оцінки ступеня структурованості біоценозів. Якщо взяти $P_i = \frac{n_i}{N}$ (де N – загальна кількість елементів у біоценозі; n_i – кількість елементів даної групи), тоді прийнято H називати показником різноманіття Шеннона.

Задача Коші для фізичних моделей у доквіллі. Рівняння дифузії.

Серед диференціальних рівнянь другого порядку виділяють параболічні, гіперболічні та еліптичні – типовими представниками яких, відповідно, є хвильове рівняння, рівняння дифузії та рівняння Лапласа.

При всій різноманітності проблем, що виникають при вивченні навколишнього середовища, більшість з них і досі розробляється за допомогою декількох універсальних математичних моделей, виникнення яких пов'язане з вивченням процесів теплопровідності та дифузії, процесів поширення акустичних та електромагнітних хвиль, руху субатомних частинок.

Ці моделі, представлені у виді диференціальних рівнянь другого порядку в частинних похідних для необмеженого одно- та тривимірного необмеженого простору, а також деякі крайові задачі, є надзвичайно важливими при опису широкого кола електромагнітних та гідродинамічних явищ.

Узагальнене рівняння дифузії, яке враховує як рух середовища, так і ймовірне народження і знищення частинок унаслідок деяких реакцій у середовищі, можна отримати за допомогою закону збереження кількості домішкових частинок і має вигляд:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\operatorname{div}(\vec{v}(\vec{r}, t)n(\vec{r}, t)) + \operatorname{div}(D(\vec{r})\operatorname{grad}n(\vec{r}, t)) + \chi(\vec{r}, t)n(\vec{r}, t), \quad (16)$$

де $n(\vec{r}, t)$ - концентрація домішкових частинок; $\vec{v}(\vec{r}, t)$ – вектор швидкості руху середовища в точці \vec{r} в момент t відносно нерухомого спостерігача; D – коефіцієнт дифузії, який у неоднорідному середовищі може залежати від координат.

Перший з членів правої частини рівняння виникає, коли процес дифузії відбувається у рухомому середовищі, і описує переніс домішкових частинок разом із середовищем, тобто пов'язаний з конвективною частиною потоку; другий ураховує переніс домішкових часток безпосередньо внаслідок зіткнень між частками. Домішкові частинки можуть також виникати або знищуватися в середовищі внаслідок хімічних або ядерних реакцій. Внесок таких процесів у концентрацію домішкових частинок оцінюють за допомогою функції джерел $f(n(\vec{r}, t), \vec{r}, t)$, яка для реакцій 1-го порядку може представлятись у вигляді

$$f(n(\vec{r}, t), \vec{r}, t) = \chi(\vec{r}, t)n(\vec{r}, t),$$

де $\chi(\vec{r}, t)$ – коефіцієнт реакції.

При $D = \text{const}$ і $\chi = \text{const}$ у відсутності конвективної течії ($\vec{v}(\vec{r}, t) = 0$) рівняння дифузії зводиться до лінійного диференціального рівняння другого порядку з постійними коефіцієнтами:

$$\frac{\partial n(\vec{r}, t)}{\partial t} = D\Delta n(\vec{r}, t) + \chi n(\vec{r}, t),$$

де Δ – оператор Лапласа.

Рівняння дифузії, як і кожне диференціальне рівняння, має нескінченну кількість розв'язків. Щоб отримати один певний розв'язок, необхідно задати додаткові умови.

Наприклад, розподіл густини буде різним у залежності від початкового розподілу, заданого для певного моменту часу t_0 .

Фізичні умови на границях (крайові умови) і дія джерел частинок – фізичні фактори, що визначають хід процесів у системі. Усі зміни, які відбуваються з концентрацією після t_0 , підлягають рівнянню дифузії (із

коефіцієнтами, які виражені через параметри системи, й неоднорідним членом, який описує вплив джерел) та *крайовим умовам*.

Загальна проблема визначення функції певного класу, яка при $t > t_0$ задовольняє рівняння процесу, який вивчається, а при $t = t_0$ набирає задані початкові умови, має назву *задачі з початковими умовами, або задачі Коші*.

У якості прикладу розглянемо розв'язок рівняння дифузії в одновимірному випадку, хоча розглянуті властивості будуть зберігатися на площині і в просторі.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = D \frac{\partial^2 \rho}{\partial x^2}, \quad (1.8)$$

який відповідає довільній початковій умові

$$\rho \Big|_{t=t_0} = \rho_0(x), \quad -\infty < x < \infty. \quad (1.9)$$

Унаслідок лінійності задачі (лінійності рівняння дифузії) розв'язок $\rho(x, t)$ залежить від початкової умови $\rho_0(x)$ за лінійним законом. Тому при побудові розв'язку можна скористатися загальним методом, який базується на побудові функції впливу (функції Гріна). Для цього позначимо через $G(x, t; \xi, t_0)$ розв'язок рівняння (1.8) при початковій умові $\rho \Big|_{t=t_0} = \delta(x - \xi)$. Тобто функція Гріна в нашій задачі описує еволюцію у часі частинок сумарної одиничної маси, яка в момент часу $t=t_0$ була сконцентрована в точці $x=\xi$, і представляє собою автомобельний розв'язок рівняння дифузії. (Автомобельними називають окремі розв'язки рівняння $\frac{\partial u}{\partial t} = a^2 \Delta u$, які не змінюються при масштабних перетвореннях та при поворотах відносно координатних осей на довільні кути.)

При $t_0=0$, $\xi=0$ вираз для функції Гріна має вигляд

$$G(x, t; 0, 0) = \rho(x, t) = \frac{1}{2\sqrt{\pi Dt}} e^{-x^2/4Dt}.$$

При довільних t_0 і ξ вираз можна отримати за допомогою додаткового зсуву по t і x , що допустимо внаслідок однорідності в часі та просторі системи, яка розглядається.

$$G(x, t; \xi, t_0) = \frac{1}{2\sqrt{\pi D(t-t_0)}} e^{-\frac{(x-\xi)^2}{4D(t-t_0)}}.$$

Знання функції Гріна дозволяє записати шуканий розв'язок при довільній початковій умові (18):

$$\rho(x, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} G(x, t; \xi, t_0) \rho_0(\xi) d\xi = \frac{1}{2\sqrt{\pi D(t-t_0)}} \int_{-\infty}^{+\infty} \rho_0(\xi) e^{-\frac{(x-\xi)^2}{4D(t-t_0)}} d\xi.$$

Ця формула надає можливість в окремих випадках точно, а частіше чисельно, отримувати розв'язки розглянутої задачі, тобто описувати внесок від процесу дифузії у міграцію шкідливих домішок у різних середовищах.

Іншим методом, який можна застосовувати для розв'язання лінійних автономних (тобто інваріантних за часом) диференціальних рівнянь, є перетворення Фур'є.

Розглянемо застосування перетворень Фур'є до розв'язку рівняння дифузії на всій осі x при заданому початковому розподілі густини частинок домішки.

Кожній функції $f(x)$, визначеній на всій осі x і достатньо швидко згасаючій при $x \rightarrow \pm\infty$, можна поставити у відповідність її Фур'є - образ (спектральну щільність) $F(k)$, яка зв'язана з $f(x)$ формулами:

$$F(k) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} f(x) e^{-ikx} dx; \quad f(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} F(k) e^{ikx} dk.$$

Далі використовуються такі властивості перетворень Фур'є:

1. Це перетворення – лінійне: при додаванні оригіналів $f(x)$ образи $F(k)$ також додаються.

2. З попереднього випливає, що при залежності оригіналу і, відповідно, образу від деякого параметра μ , диференціювання одного з них за цим параметром приводить до диференціювання іншого за тим же параметром:

$$f'_\mu(x, \mu) \rightarrow F'_\mu(k, \mu).$$

3. При диференціюванні оригіналу за x образ множиться на ik .

Розв'язок задачі.

Позначимо через $R(k, t)$ Фур'є - образ шуканого розв'язку $\rho(x, t)$ для фіксованого t . Тоді

$$R(k, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \rho(x, t) e^{-ikx} dx; \quad \rho(x, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} R(k, t) e^{ikx} dk. \quad (1.10)$$

Застосовуючи перетворення Фур'є до рівняння дифузії

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = D \frac{\partial^2 \rho}{\partial x^2},$$

приходимо до співвідношення

$$\frac{\partial R}{\partial t} = -Dk^2 R. \quad (1.11)$$

Рівняння повинен задовольняти Фур'є - образ розв'язку. Це співвідношення при будь-якому фіксованому k є звичайним диференціальним рівнянням, яке розв'язується методом розділення змінних:

$$\frac{dR}{R} = -Dk^2 dt,$$

$$R = C(k)e^{-Dk^2 t}, \quad (1.11)$$

де стала інтегрування C може залежати від k . Довільна функція $C(k)$ визначається початковою умовою:
при $t=0$ $\rho(x,0) = \rho_0(x)$, звідки згідно з (21)

$$C(k) = R|_{t=0} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \rho_0(x) e^{-ikx} dx. \quad (1.12)$$

Повертаючись від Фур'є - образу розв'язку до самого розв'язку за допомогою другої формули (1.10) з урахуванням (1.11) і (1.12), отримуємо:

$$\rho(x,t) = \int_{-\infty}^{+\infty} C(k) e^{-Dk^2 t} e^{ikx} dk = \int_{-\infty}^{+\infty} \left(\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \rho_0(\xi) e^{-ik\xi} d\xi \right) e^{-Dk^2 t} e^{ikx} dk =$$

$$= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \rho_0(\xi) d\xi \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-Dk^2 t + i(x-\xi)k} dk. \quad (1.13)$$

Отриманий розв'язок можна спростити, оскільки внутрішній інтеграл можна обчислити. Перепишемо його у вигляді

$$I = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\alpha k^2 + i\beta k} dk,$$

де $\alpha = Dt$ – дійсне позитивне число; $\beta = x - \xi$. Доповнюємо показник степеня до повного квадрата:

$$I = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\alpha \left(k^2 - \frac{i\beta k}{\alpha} \right)} dk = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\alpha \left(k^2 - \frac{i\beta k}{2\alpha} \right)^2 - \frac{\beta^2}{4\alpha}} dk = e^{-\frac{\beta^2}{4\alpha}} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\alpha \left(k - \frac{i\beta}{2\alpha} \right)^2} dk = e^{-\frac{\beta^2}{4\alpha}} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\alpha (k-i\lambda)^2} dk,$$

де $\lambda = \frac{\beta}{2\alpha}$.

Щоб з'ясувати залежність інтеграла від λ , візьмемо від нього похідну за λ як за параметром:

$$\frac{\partial I_1}{\partial \lambda} = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\alpha (k-i\lambda)^2} [-\alpha(-i)2(k-i\lambda)] dk = -i \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\alpha (k-i\lambda)^2} [-\alpha(k-i\lambda)^2]_k' dk =$$

$$= -i e^{-\alpha (k-i\lambda)^2} \Big|_{k=-\infty}^{+\infty} = 0.$$

Тобто I не залежить від λ , а тому при обчисленні інтеграла можна покласти $\lambda=0$:

$$I_1 = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\alpha k^2} dk = \left[\begin{array}{l} \sqrt{\alpha}k=z; \\ dk=dz/\sqrt{\alpha} \end{array} \right] = \frac{1}{\sqrt{\alpha}} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-z^2} dz = \sqrt{\frac{\pi}{\alpha}}.$$

Таким чином,

$$I = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\alpha k^2 + i\beta k} dk = \sqrt{\frac{\pi}{\alpha}} e^{-\beta^2/4\alpha}, \quad \alpha > 0.$$

З урахуванням отриманого для інтеграла I виразу після підстановки $\alpha = Dt$; $\beta = x - \xi$ розв'язок (1.13) набуває вигляду:

$$\rho(x,t) = \sqrt{\frac{\pi}{Dt}} \cdot \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \rho_0(\xi) e^{-\frac{(x-\xi)^2}{4Dt}} d\xi = \frac{1}{2\sqrt{\pi Dt}} \int_{-\infty}^{+\infty} \rho_0(\xi) e^{-\frac{(x-\xi)^2}{4Dt}} d\xi.$$

При розв'язуванні крайових задач, тобто задач з граничними умовами, дуже корисним може бути *метод відображення* або *метод фіктивних джерел*, який дає можливість приведення нової задачі до задачі з уже відомим розв'язком шляхом розширення області, в якій будується розв'язок, на основі симетрії.

Неевклідові об'єкти природи. Фізика фракталів.

Характер дифузії, так само як багато інших фізичних законів, втрачає свою універсальність при застосуванні до фрактальних об'єктів: ті ж самі явища в евклідовому просторі та на фрактальних об'єктах мають зовсім різний характер.

Успіхи якісного розуміння процесів переносу у випадково неоднорідних середовищах: від руху електрона у випадковому потенціалі до вивчення макроскопічних характеристик (дифузії, провідності, просочування, фільтрація води) пов'язані з теорією протікання та фрактальними уявленнями, що інтенсивно розвиваються останнім часом.

Вперше поняття фрактала у фізиці виникло в задачі про визначення довжини берегової лінії. Виявилось, що зі зменшенням масштабу вимірювання λ довжина берегової лінії зростає. Це пов'язано з тим, що при зменшенні масштабу вимірювання ураховується більш тонка структура лінії узбережжя. Розбіжність довжини при зменшенні масштабу вимірювання пов'язана з помилковим уявленням про дану криву як одновимірний об'єкт. Насправді, берегова лінія має більш високу, дрібну розмірність – проміжну між розмірностями прямої та площини. Пояснимо на наступному прикладі. Спробуємо описати двовимірну область однопараметричною лінією. Лінія заповнить область, утворюючи щось схоже на решітку. Проміжок між смугами буде порядку λ , а число квадратів λ^{-2} . Сума довжин відрізків ломаної дорівнює λ^{-1} і при зменшенні масштабу виміри розбігаються. Справа в тому, що область двовимірною і

треба підраховувати не довжину, а площу, тобто просумувати квадрати довжин. У випадку звивистих кривих типу берегової лінії, відповідно, треба просумувати дрібні ступені довжин.

Відмінними особливостями регулярних фрактальних структур є їх масштабна інваріантність (подібність самих до себе на будь-яких масштабах) і неповне заповнення евклідового простору. Тому фрактальні об'єкти розглядають як множини, займаючи проміжне місце між точкою та лініями, лініями та поверхнею, поверхнями та об'ємами. Наочним образом фракталей можуть служити пористі губки.

Опишемо спосіб обчислення фрактальної розмірності. Будується послідовність кружків радіуса R , що покривають криву, та підраховується площа об'єднання усіх кружків. Площа перекриття декількох кружків враховується тільки один раз. Показник, що описує зменшення площі зі зменшенням радіуса і визначає розмірність структури. Для точки отримуємо 0, а у випадку гладенької кривої або площини, відповідно, маємо 1 або 2. У фрактальної кривої сумарна площа об'єднань кружків дорівнює R^{d_f} . Якщо $1 < d_f < 2$, то фрактальна крива займає положення, проміжне між лінією та площиною. Згідно до Хаусдорфа розмірність такого об'єкта дорівнює:

$$D = 1 - d_f$$

Описаний вище спосіб введення фрактальної розмірності або компактизація фрактальних об'єктів відповідає нашому інтуїтивному уявленню про те, що, якщо фрактальний об'єкт уложити щільним, без пустот, способом, він займе область менших розмірів, а саме, простір дрібної розмірності.

Фізика фрактальних об'єктів цікава та надзвичайна. В якості прикладу можна вказати змінення характеру дифузії при випадковому блуканні по фракталах. Це явище отримало назву аномальної дифузії. Аномальність полягає у незвичній залежності середньоквадратичного переміщення від часу:

$$X^2(t) \sim t^{2/(2+d_f)}$$

Ступенева залежність для систем поблизу порога за зв'язністю є наслідком масштабної інваріантності перколяційних систем. На відміну від дифузії в евклідовому просторі випадкове блукання на фракталах виявляється чутливим до мірності простору. На площині усі шляхи протікання сильно дубльовані, тоді як у тривимірному просторі шляхи, в основному, мають одножилний характер. Змінення характеру дифузії зумовлено складною геометрією шляхів протікання. В нього роблять внесок і звивистість шляхів, і наявність тупиків. Найбільш повне чисельне моделювання аномальної дифузії для дво- та тривимірного випадків поблизу порогу протікання було виконано у дослідженнях, в яких розрахунки проводилися на векторному комп'ютері.

При спробі строго описати аномальну дифузію одразу виникає питання про вигляд дифузійного рівняння. Можна показати, що дифузійне рівняння на фракталах має вигляд рівняння в дрібних просторових похідних:

$$\partial\rho/\partial t = D\partial^{2+\theta}\rho/\partial x^{2+\theta},$$

де θ – критичний індекс аномальної дифузії.

В одновимірності він легко встановлюється за допомогою наступних міркувань. Час дифузійного переміщення вздовж одновимірної кривої пропорційний квадрату довжини. В свою чергу, довжина кривої ζ пов'язана з відстанню між кінцями співвідношенням: $\zeta \sim (L)^{D_f}$. Припускаючи ступеневий зв'язок між часом дифузії T_L та відстанню, на яку пересувається частинка, індекс аномальної дифузії дорівнюватиме:

$$2 + \theta = \partial \ln T_L / \partial \ln L = 2D_f = 2 \ln(4) / \ln(3).$$

Фрактальна структура, як виявилось, притаманна багатьом фізичним явищам. В свою чергу, дрібні фрактальні розмірності віддзеркалюють симетрію фрактальних структур відносно масштабних перетворень та в силу своєї універсальності можуть служити характеристиками систем, що вивчаються.

1.5 КІНЕТИЧНИЙ МЕТОД ВИВЧЕННЯ НЕРІВНОВАЖНИХ ПРОЦЕСІВ. ФІЗИЧНА КІНЕТИКА РАДІОНУКЛІДІВ [2,8,9,10]

Рівняння Ліувілля та Боголюбова

Кінетичний метод вивчення нерівноважних процесів використовує опис стану системи за допомогою функцій розподілу, розвинений у статистичній фізиці.

Функції розподілу у нерівноважному стані не співпадають з рівноважними і, в загальному випадку, залежать від часу. Крім того, нерівноважні функції розподілу можуть залежати від координат навіть за відсутності зовнішніх полів на відміну від рівноважних, які в цьому разі є однорідними у просторі.

Головні задачі фізичної кінетики – по-перше, знаходження рівнянь, що визначають зміну функцій розподілу у просторі і часі; по-друге, визначення зв'язків між функціями розподілу та макроскопічними величинами (потоками). Слід звернути увагу на те, що при $t \rightarrow \infty$ нерівноважні функції розподілу повинні переходити у рівноважні, якщо нерівноважний стан не підтримується зовні.

Основним рівнянням класичних систем багатьох частинок є динамічне рівняння Ліувілля для фазової густини $\rho(\mathbf{r}_1, \mathbf{p}_1, \dots, \mathbf{r}_N, \mathbf{p}_N, t)$ (тут \mathbf{r} і \mathbf{p} – вектори, що визначають координати та імпульс частинки):

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = \{H, \rho\},$$

в якому права частина – дужки Пуассона

$$\{H, \rho\} = \sum_{i=1}^N \left(\frac{\partial H}{\partial \mathbf{r}_i} \cdot \frac{\partial \rho}{\partial \mathbf{p}_i} - \frac{\partial H}{\partial \mathbf{p}_i} \cdot \frac{\partial \rho}{\partial \mathbf{r}_i} \right)$$

H – функція Гамільтона системи N однакових класичних частинок в об’ємі V , яка дорівнює сумі індивідуальних енергій частинок H_1 і взаємних потенціалів пар $\Phi(|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|)$:

$$H = \sum_{i=1}^N H_1(\mathbf{r}_i, \mathbf{p}_i) + \sum_{i=1}^N \Phi(|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|)$$

$$H_1(\mathbf{r}_i, \mathbf{p}_i) = \frac{p_i^2}{2m} + u_0(\mathbf{r}_i)$$

Обмеженість об’єму V системи враховується додаванням до зовнішнього поля $u_0(\mathbf{r}_i)$ потенціальної енергії $u_V(\mathbf{r}_i)$, яка постійна в об’ємі V і різко зростає до нескінченності при наближенні \mathbf{r}_i до граничної поверхні.

Розв’язання рівняння Ліувілля - складна задача. Але воно дозволяє отримати більш прості рівняння та їх розв’язки введенням функцій розподілу для однієї, двох та інших комплексів частинок $F_s(x_1, \dots, x_s, t)$, які є симетричними функціями змінних x_1, \dots, x_s ($x_i \equiv \mathbf{r}_i, \mathbf{p}_i$). Вони нормовані так, що вираз

$$\frac{1}{V^s} F_s(x_1, \dots, x_s, t) dx_1 \dots dx_s$$

дає ймовірність знаходження в момент часу t динамічних станів даної групи з s частинок в нескінченно малих об’ємах $dx_1 \dots dx_s$ біля точок x_1, \dots, x_s . Звідки

$$F_s(x_1, \dots, x_s) = V^s \int_{\Omega} \dots \int_{\Omega} \rho(x_1, \dots, x_s, t) dx_{s+1} \dots dx_N.$$

Тут Ω – фазовий простір однієї частинки, що є простором точок (\mathbf{r}, \mathbf{p}) , для яких \mathbf{r} знаходиться всередині об’єму V , а \mathbf{p} – довільне.

Метод дослідження властивостей молекулярних систем за допомогою функцій розподілу комплексів частинок був розвинений Боголюбовим. Тому система лінійних інтегродиференціальних рівнянь для часових функцій розподілу $F_s(t)$, отриманих ним на підставі рівняння Ліувілля, має назву *ланцюжка рівнянь Боголюбова*. Рівняння системи “зачіплюються”, бо рівняння для функції $F_s(t)$ містить з правого боку функцію F_{s+1} .

У термодинамічному наближенні, коли вважають, що $N \rightarrow \infty$, гранична поверхня знаходиться на нескінченності, об’єм V нескінченно

збільшується, а густина кількості частинок на одиницю об'єму $n=N/V=1/v$ залишається постійною, рівняння ланцюжка мають вигляд:

$$\frac{\partial F_s}{\partial t} = \{H_s, F_s\} + \sum_{1 \leq i \leq s} \{u_i(\mathbf{r}_i), F_s\} + \frac{1}{v} \int_{\Omega} \left\{ \sum_{1 \leq i \leq s} \Phi(|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_{s+1}|), F_{s+1} \right\} d\mathbf{r}_{s+1} d\mathbf{p}_{s+1} ,$$

де Ω вже є нескінченним простором точок (\mathbf{r}, \mathbf{p}) .

Цю нескінченну систему інтегродиференціальних рівнянь можна розв'язати лише шляхом наближень. Якщо взаємодія між молекулами

слабка, то члени, що визначають вплив інших молекул на даний комплекс, можна вважати малими і обчислювати їх методом теорії збурень. Інша можливість полягає в “замкненні” ланцюжка за рахунок вираження, наприклад, F_3 через F_1 та F_2 .

Метод розв'язання ланцюжка рівнянь для нерівноважних функцій розподілу розвинений Боголюбовим на основі ідеї про *ієрархію часів релаксації*, згідно якої багаточасткова фізична система має декілька чітко відокремлених часів релаксації, а її наближення до рівноваги відбувається в декілька етапів. При цьому в процесі еволюції через відносно великі проміжки часу скорчується кількість параметрів, необхідних для опису стану системи. Така ідея дозволяє з єдиної точки зору побачити взаємозв'язок різних методів опису нерівноважних процесів, а також стану рівноваги.

Зокрема, в будь-якому реальному газі можна виділити три характерних масштаби часу, пов'язані з трьома характерними лінійними розмірами – поперечним розміром молекули a_0 , середнім вільним пробігом $\langle \lambda \rangle$ та лінійним розміром посудини L , а також з середньою швидкістю молекул $\langle v \rangle$:

- час зіткнення $\tau_{\text{зітк.}} \approx a_0 / \langle v \rangle$;
- час вільного пробігу $\tau_{\text{в.п.}} \approx \langle \lambda \rangle / \langle v \rangle$;
- час встановлення рівноваги $\tau_{\text{рівн.}} \approx L / \langle v \rangle$.

Для часів $t < \tau_{\text{зітк.}}$ необхідне знання N – часткової функції розподілу, тобто еволюцію стану системи описує рівняння Ліувілля. Це, так звана, *стохастична стадія* нерівноважного процесу.

Для не дуже малих часів $\tau_{\text{зітк.}} < t < \tau_{\text{в.п.}}$ не має необхідності знати всю багаточасткову функцію розподілу, що дає можливість першого скорочення точного статистичного опису, при якому залежність від часу функції розподілу всіх частинок визначається тільки через одночасткову функцію розподілу. Відбувається, так звана “синхронізація” функції

розподілу, або перехід до *кінетичної стадії* нерівноважного процесу. При цьому одночасткова функція розподілу у ряді випадків задовольняє кінетичному рівнянню Больцмана.

Для часів $t > \tau_{\text{в.п.}}$ має місце друге скорочення статистичного опису і перехід до, так званої, *гідродинамічної стадії* нерівноважного процесу, яка не потребує точного знання повної одночасткової функції. Достатньо знати декілька її перших моментів по швидкості, які задовольняють стандартним рівнянням гідродинаміки – рівнянню нерозривності, рівнянню Нав'є – Стокса і рівнянню балансу енергії. Існують і інші, розширені гідродинамічні описи, які використовують більшу кількість моментів (наприклад, у методі Греда).

Нарешті, для часів $t > t_{\text{рівн.}}$ стає можливим рівноважний опис на базі рівноважної термодинаміки і статистичної фізики.

Таким чином, при вирішенні тієї, чи іншої задачі фізичної кінетики за допомогою кінетичного рівняння слід чітко усвідомити, яку стадію еволюції нерівноважної системи необхідно описати і в якому наближенні розв'язується рівняння.

Розглянемо деякі схеми розв'язання ланцюжка рівнянь Боголюбова на прикладі **кінетичного рівняння Больцмана**. Це рівняння може бути отримано з першого рівняння ланцюжка Боголюбова. Воно було виведено Больцманом для дослідження властивостей розрідженого нерівноважного газу, атоми якого взаємодіють як пружні кулі. Але його значення виходить далеко за границі фізичної кінетики розрідженого газу, бо воно запроваджується для дослідження кінетичних явищ у фізиці плазми, нейтронів, астрофізиці.

Рівняння Больцмана – це дуже складне нелінійне інтегродиференційне рівняння, наближене розв'язання якого можливе лише у деяких випадках.

На відміну від Боголюбова, Больцман використовував одночастинкову функцію розподілу в змінних \mathbf{r} та \mathbf{v} – $f_1(\mathbf{r}, \mathbf{v})$, яка визначає густину (концентрацію) числа частинок в фазовому об'ємі ($x \div x+\Delta x$; $y \div y+\Delta y$; $z \div z+\Delta z$; $v_x \div v_x+\Delta v_x$; $v_y \div v_y+\Delta v_y$; $v_z \div v_z+\Delta v_z$) в момент часу t . Рівнянню Больцмана можна надати виду:

$$\frac{\partial f_1}{\partial t} = -(\mathbf{v}, \nabla_{\mathbf{r}}) f_1 - \frac{1}{m} (\mathbf{F}_{\text{зовн.}}, \nabla_{\mathbf{v}}) f_1 + I,$$

де $\partial f_1 / \partial t$ – швидкість зміни концентрації частинок в фазовому об'ємі. Перший та другий члени правої частини рівняння визначають зміну концентрації, яка відбувається відповідно за рахунок інерційного руху атомів та внаслідок дії на атоми зовнішньої сили. Третій член, так званий інтеграл зіткнень I , який описує зміну f_1 внаслідок взаємодії (зіткнень) атомів газу один з одним, може бути представлений у вигляді: $I = b - a$, де

b та a описують відповідно збільшення та зменшення концентрації частинок в виділеному фазовому об'ємі за рахунок парних зіткнень і містять під знаком інтеграла функцію розподілу f_1 .

Рівняння Больцмана за допомогою відповідного інтегродиференціального оператора, який позначають як $B(f_1)$, можна записати у вигляді: $B(f_1) = 0$.

Найбільш поширеними методами розв'язання цього газокінетичного рівняння є методи Чепмена – Енскога та Греда.

Метод Чепмена – Енскога

Шукану функцію розподілу розкладають в ряд по деякому малому параметру ε :

$$f = f_0 + \varepsilon f_1 + \varepsilon^2 f_2 + \dots$$

Знаходження цього малого параметра є однією з головних проблем при вирішенні кожної конкретної задачі. Тоді кінетичне рівняння Больцмана

$$B(f) = 0$$

також можна представити у вигляді ряду по ступенях цього малого параметра:

$$B(f) = B^{(0)}(f_0) + \varepsilon B^{(1)}(f_0) + \varepsilon^2 B^{(2)}(f_0, f_1, f_2) + \dots = 0.$$

Ліва частина рівняння може дорівнювати нулю тільки в разі, коли в кожному порядку по малому параметру ε коефіцієнти ряду дорівнюють нулю. Це дозволяє записати систему рівнянь, що зачіплюються, такого вигляду

$$\begin{aligned} B^{(0)}(f_0) &= 0, \\ B^{(1)}(f_0, f_1) &= 0, \\ \dots & \\ B^{(n)}(f_0, f_1, \dots, f_n) &= 0. \end{aligned}$$

Функцію нульового наближення f_0 , знайдену із першого рівняння, підставляють у друге рівняння і знаходять функцію першого наближення f_1 і так далі. За своїм змістом розглянутий метод є методом послідовних наближень.

За таким методом, наприклад, вирішується кінетичне рівняння Больцмана для розрідженого газу в наближенні Лоренця. Суть наближення Лоренця полягає в тому, що функцію розподілу шукають у вигляді суми рівноважної функції розподілу Максвелла і нерівноважної додачі, яку представляють у вигляді скалярного добутку швидкості на невідому функцію $\chi(|\mathbf{v}|)$, що залежить тільки від модуля швидкості:

$$f = f_0(|\mathbf{v}|) + \mathbf{v} \cdot \chi(|\mathbf{v}|).$$

Отже, в цьому наближенні роль параметра ϵ відіграє функція χ .

Метод Греда. Цей метод призначений для опису системи на гідродинамічній стадії процесу. Із добутку n компонентів швидкості утворюють тензор n -го рангу:

$$V_{ijk}^{(n)} = V_i V_j V_k \dots$$

За допомогою цього тензору утворюють тензор моментів одностаткової функції розподілу, яка задовільняє рівняння Больцмана:

$$S_{ijk}^{(n)} = \int V_{ijk}^{(n)} f \, dv_x dv_y dv_z.$$

Для $n = 0, 1, 2$ маємо:

$$S^{(0)} = \int f \, dv_x dv_y dv_z = \langle \rho(\mathbf{r}, t) \rangle ;$$

$$S_i^{(1)} = \int v_i f \, dv_x dv_y dv_z = \langle v_i(\mathbf{r}, t) \rangle ;$$

$$S_{ii}^{(2)} = \int v_i^2 f \, dv_x dv_y dv_z = \langle v_i^2(\mathbf{r}, t) \rangle.$$

Зокрема, сума $\sum S_{ii}$ визначає температуру системи T :

$$(3/2) kT = m \langle v^2 \rangle / 2 = (m/2) \sum S_{ii}^2.$$

Оскільки $B(f)=0$, то для моментів функції розподілу справедливе рівняння:

$$\int V_{ijk}^{(n)} B(f) \, dv_x dv_y dv_z = 0.$$

На відміну від “звичайної” гідродинаміки Гред розглянув наближення з 13 моментів, яке дає систему рівнянь для середньої густини, швидкості, енергії (температури), тензора в'язких напружень та потоку тепла J_q .

Питання застосування функцій розподілу для обчислення середніх від динамічних функцій та для вираження термодинамічних величин у конкретних випадках обговорені в навчально-методичних вказівках “Фізична кінетика в задачах і прикладах”.

Рівняння Ланжевена, Смолух овського і Фоккера-Планка

Поняття зіткнень молекул, яке використовується в рівнянні Лоренця втрачає свій сенс, коли довжина вільного пробігу молекул не більша за радіус міжмолекулярної взаємодії, або час вільного пробігу не більший за час взаємодії.

Прикладом фізичної системи, в якій реалізується така ситуація є густий газ. У такій системі є можливим динамічний опис руху однієї частинки в полі, яке утворене іншими частинками та флукує (рівняння Ланжевена у задачі про випадкові блукання броунівської частинки). Крім динамічного, існує ймовірносний опис руху однієї частинки за допомогою одночасткової функції розподілу у флукуючому полі інших частинок. Такий метод спирається на використання рівнянь Смолуховського та Фоккера-Планка.

Рівняння Ланжевена. Диференціальне рівняння руху броунівської частинки, на яку з боку оточення діє флукуюча сила, записане на основі рівняння Ньютона, називають рівнянням Ланжевена. Це рівняння має вигляд:

$$m \frac{dv}{dt} = -\gamma v + f(t).$$

Сила у правій частині рівняння складається зі стоксової сили тертя $F_{\text{тер.}} = \gamma v$ (v – швидкість руху частинки; γ – коефіцієнт тертя, який для сферичної частинки радіуса a дорівнює $\gamma = 6\pi a \eta$, η – коефіцієнт тертя) та випадкової флукуючої сили $f(t)$.

Інтегрування цього рівняння дає такий розв'язок для компоненти швидкості:

$$v(t) = v_0 e^{-\gamma t/m} + \frac{1}{m} \int_0^t e^{-\gamma(t-t')/m} f(t') dt'$$

де $m/\gamma = \tau_v$ – час релаксації швидкості.

Слід звернути увагу на те, що цей розв'язок не дає багато інформації про рух броунівської частинки, доки не буде визначений характерний час та масштаб опису руху, а також відповідний до часового масштабу вигляд кореляційної функції випадкової сили $K_f(t-t')$.

Рівняння Смолуховського – інтегральне рівняння для ймовірностей переходу при випадкових процесах марковського типу, яке має вигляд:

$$\omega_2(y_3, t_3 | y_1, t_1) = \int dy_2 \omega_2(y_3, t_3 | y_2, t_2) \omega_2(y_2, t_2 | y_1, t_1).$$

У наведеному рівнянні $\omega_2(y_2, t_2 | y_1, t_1)$ – ймовірність переходу від значення випадкової величини y_1 в момент часу t_1 до значення y_2 в момент t_2 . Аналогічний зміст мають ймовірності $\omega_2(y_3, t_3 | y_2, t_2)$ та $\omega_2(y_3, t_3 | y_1, t_1)$. Нагадаємо, що процес називають марківським, коли ймовірність переходу від значення випадкової величини y_{n-1} в момент часу t_{n-1} до значення y_n в момент t_n залежить тільки від значення y_{n-1} в момент переходу і зовсім не

залежить від попереднього стану системи. Марківські процеси відіграють важливу роль в теорії випадкових процесів.

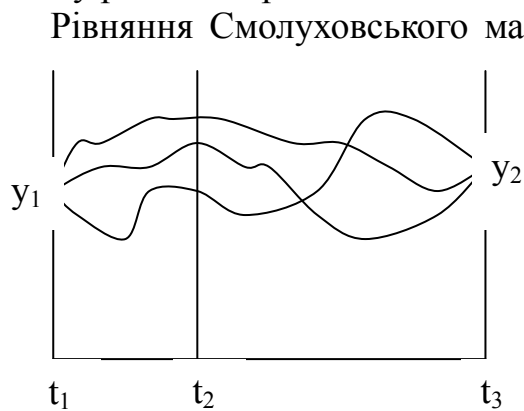


Рис.1.

Рівняння Смолуховського має простий фізичний зміст. Ймовірність безперервного процесу (траєкторії частинки) перейти з точки y_1 фазового простору при t_1 в точку y_3 при t_3 (див. рис.1) складається з ймовірностей пройти при t_2 ($t_1 < t_2 < t_3$) через усі можливі точки $-\infty < y_2 < \infty$. До того, ймовірність, яку підсумовують, розпадається на добуток умовних ймовірностей, що описують поведінку (траєкторію руху) процесу (частинки) при $t < t_2$ і

при $t > t_2$, бо при марківському процесі ці ймовірності незалежні.

Виведення рівняння Смолуховського основане лише на визначенні ймовірності переходу для марківського процесу та теоремах множення і додавання ймовірностей, тому рівняння має загальний характер і межі його застосування досить великі. Зокрема, воно є основою для введення інтегралів по траєкторіях.

Рівняння Фоккера – Планка. Рівняння Фоккера – Планка можна отримати (при виконанні певних умов) з рівняння Смолуховського, але, на відміну від останнього, воно є лінійним диференціальним рівнянням.

Припустимо, що ймовірність переходу $\omega_2(y_2, t_2 | y_1, t_1)$ не залежить від моменту часу t_1 , в який відбувається перехід, а визначається тільки проміжком $\tau = t_2 - t_1$, тобто

$$\omega_2(y_2, t_2 | x_1, t_1) = \omega(y_2 | y_1; \tau).$$

Зазначимо вимоги, які повинна задовольняти умовна ймовірність переходу:

1) Існує середнє значення першого моменту ймовірності переходу, тобто середня швидкість зміни випадкового процесу (у теорії випадкових процесів цю швидкість називають коефіцієнтом зносу):

$$A(z) = \lim_{\Delta\tau \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta\tau} \int_{-\infty}^{\infty} (y-z) \omega(y | z; \Delta\tau) dy.$$

2) Існує скінченна границя

$$B(z) = \lim_{\Delta\tau \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta\tau} \int_{-\infty}^{\infty} (y-z)^2 \omega_2(y | z; \Delta\tau) dy > 0 ,$$

тобто другий момент ймовірності переходу (наприклад, при $x=v$ значення B є середньоквадратичним зміщенням швидкості за одиницю часу).

3) Дорівнює нулю границя :

$$\lim_{\Delta\tau \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta\tau} \int_{-\infty}^{\infty} |y-z|^3 \omega_2(y|z; \Delta\tau) dy = 0.$$

Остання умова забезпечує малу ймовірність різких змін випадкового процесу і дозволяє описувати його за допомогою безперервних траєкторій.

За цими умовами з рівняння Смолуховського випливає рівняння

$$\frac{\partial \omega(y|z, \tau)}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial y} [A(y)\omega(y|x; \tau)] + \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial y^2} [B(y)\omega(y|x; \tau)]$$

яке й називається рівнянням Фоккера – Планка, або мономолекулярним кінетичним рівнянням. Воно описує вже не колективний рух системи частинок, як рівняння Смолуховського, а випадкове блукання однієї частинки при усередненому положенні інших частинок і відіграє дуже важливу роль у статистичній фізиці і теорії випадкових процесів.

Зверніть увагу на те, що ймовірність однієї події $W_1(y,t)$ також задовольняє рівнянню Фоккера – Планка. Це дозволяє використати рівняння Фоккера – Планка (поруч з рівнянням Ланжевена) для вирішення задачі про броунівський рух частинки.

Існує тісний зв'язок між рівнянням Фоккера – Планка і рівнянням дифузії (другим законом Фіка) для густини кількості частинок (концентрації):

$$\frac{d\rho}{dt} = D\Delta\rho$$

Якщо вибрати просторову координату частинки як випадкову величину u , то права частина рівняння дифузії задається останнім членом рівняння Фоккера – Планка. Перший член правої частини рівняння Фоккера – Планка описує систематичне гальмування частинки під дією сил тертя. Тобто, рівняння Фоккера – Планка описує суперпозицію процесів тертя і дифузії у просторі випадкової змінної, якою є координата частинки.

Міграція радіонуклідів у природному середовищі. Проблеми моделювання.

На першому етапі дослідження міграції радіонуклідів у природному середовищі використовувався емпіричний підхід, який потребує для прогнозування процесів міграції накопичення та обробки великої кількості даних. Більш раціональними і поширеними на сьогодні є методи математичного та фізичного моделювання, які дозволяють за обмежений час розглянути різні варіанти змін в екосистемі з урахуванням дії різноманітних факторів.

Внаслідок широкого діапазону факторів, що впливають на процеси міграції, задача побудови та використання адекватної моделі реальних процесів є дуже складною і, перш за все, пов'язана з визначенням найбільш впливових з них в кожному конкретному випадку.

У повітрі це можуть бути процеси дифузії та конвекції – природної та примусової, тобто пов'язаної з процесами зносу за рахунок течії повітря (у деяких випадках турбулентної); процеси сорбції на частинках пилу та седиментації.

Міграція радіонуклідів у водному середовищі визначається переносом за рахунок течій і турбулентного обміну; сорбцією на частинках зависі та на донних відкладах; поглинанням, переробкою та переносом гідробіонтами. За існуючими оцінками вклад живих організмів у міграцію радіоактивних речовин можна порівняти з переносом течіями та сорбцією, якщо жива біомаса у водному середовищі становить або більша за $0,5 \text{ г/м}^3$. Отже загальним підходом до математичного опису радіоекологічних процесів у водному середовищі є побудова нелінійних моделей з урахуванням трофічних та конкурентних взаємовідносин проміж різними біологічними видами. Основою для моделювання в них є рівняння росту популяцій типу рівнянь Лотки і Вольтерра для моделі “хижак-жертва”, в які вводяться члени, що враховують самообмеження в зростанні популяцій і приводять до більшої стійкості системи. Як правило, складні системи диференціальних рівнянь, які описують такі моделі, містять велику кількість коефіцієнтів, які потребують ідентифікації на основі тривалих спостережень за природними системами.

Моделі міграції радіонуклідів у ґрунтах, як правило, основані на розвиненій хіміками теорії динаміки сорбції речовин, що описує рух речовин у колонці з сорбентом. Головними вкладками в міграцію радіонуклідів в цих моделях вважаються вклади від процесів дифузії, конвективного переносу з урахуванням фільтрації нерозчинних частинок і радіоактивного розпаду, хоча відомо, що міграція частинок у сухому середовищі не описується рівнянням дифузії. Більш доцільним було б розглядання сухих ґрунтів як гранульованої системи з відповідною зміною кінетичних рівнянь, параметрів і т. ін. Ці питання заслуговують детального дослідження на базі фізичної кінетики і статистичної теорії складових систем.

ПИТАННЯ ДЛЯ КОНТРОЛЮ ЗНАНЬ

1. Класифікація фізичних моделей та їх особливості.
2. Закони збереження в механіці. Які особливості властивостей простору і часу відображують закони збереження імпульсу, моменту імпульсу, енергії?
3. Які системи відносять до відкритих, закритих, замкнених?
4. Чи залишається у відкритих системах тенденція зростання ентропії, чи це притаманно лише замкненим системам?
5. Як виглядає II закон термодинаміки для відкритих систем?
6. Розкрити фізичний зміст універсального критерію еволюції.
7. Що таке локальна рівновага? За яких умов допустиме припущення про існування локальної рівноваги у системі?
8. На які основні положення та закони спирається термодинаміка необоротних процесів?
9. Що розуміють під термодинамічними силами і потоками? За яких умов виконується лінійний закон та співвідношення взаємності Онзагера?
10. Що таке термодинамічна гілка та які точки її обмежують?
11. Які різновиди стійкості та нестійкості припускають розв'язки кінетичних рівнянь? Які з них стосуються біфуркацій?
12. Які точки на фазовій площині називають особливими?
13. Навести класифікацію особливих точок у фазовому просторі?
14. Яка принципова різниця існує між граничним циклом та центром?
15. Що являє собою фазовий «портрет» системи Лоренця?
16. Які існують різновиди атракторів дисипативних динамічних систем?
17. Чому не спостерігаються самоорганізаційні процеси поблизу рівноважних станів?
18. У фазових переходах I та II роду часто можна спостерігати появи впорядкованих утворень. Наприклад рідина з пониженням температури кристалізується, тобто з молекулярного хаосу виникають строго впорядковані кристалічні ґратки. Чи не є такий перехід прикладом самоорганізації?
19. Яку роль відіграють флуктуації у кліматичних моделях?
20. Які типи рівнянь застосовують для моделювання складних систем?
21. Наведіть приклади відомих рівнянь параболічного, гіперболічного, та еліптичного типу.
22. До якого типу відноситься хвильове рівняння?
23. Що таке фрактальна структура? Наведіть приклади фракталів у довкіллі.
24. Як описують стан системи в кінетичній теорії? Що таке функція розподілу?
25. В чому полягає гіпотеза Боголюбова про ієрархію часів релаксації?

26. Для яких часів можливий гідродинамічний опис еволюції системи?
27. Чому рівняння Боголюбова для s-частинних функцій розподілу отримали назву “ланцюжка”? Якими методами можна вирішити цю систему?
28. Запишіть рівняння Ланжевена для руху броунівської частинки. Які сили враховують при запису рівняння?
29. Чому рівняння Фоккера-Планка називають мономолекулярним кінетичним рівнянням?
30. Який фізичний зміст має рівняння Смолюховського?

ПРИКЛАДИ ТЕСТОВИХ ЗАВДАНЬ

1. Який термодинамічний параметр характеризує наближення замкненої системи до рівноваги?

- А. температура; В. ентропія; С. ентальпія; Д. вільна енергія.

2. Які з наведених процесів відносяться до прямих процесів переносу?

- А. виникнення потоку часток при наявності градієнта температури;
 В. виникнення потоку часток при наявності градієнта концентрації;
 С. виникнення потоку електричного заряду при наявності градієнта температури;
 Д. виникнення потоку тепла при наявності градієнта температури.

Запишіть рівняння (лінійний закон) будь-якого з наведених процесів.

3. Які потік та термодинамічну силу пов’язує рівняння дифузії? рівняння теплопровідності?

Потік :	Термодинамічна сила:
1. J_n ;	а) ∇T ;
2. J_q ;	б) $\nabla \varphi$;
3. J_e ;	в) ∇n .

Який фізичний зміст має коефіцієнт дифузії?

4. Яке з наведених нижче рівнянь є рівнянням балансу енергії?

А. $\frac{dp}{dt} = -\rho \operatorname{div} v$; В. $\rho \frac{de}{dt} = -\operatorname{div}(J_e - \rho e v)$ С. $\rho \frac{ds}{dt} = -\operatorname{div}(J_s - \rho s v) + \sigma$.

Що визначає кожний з членів цього рівняння?

5. Якій умові (нерівності) відповідають параметри α_i системи, що має характерний розмір l у випадку локальної рівноваги?

А. $l \left| \frac{\partial \alpha_i}{\partial x} \right| \gg \alpha_i$; В. $l^3 \ll V_0$; С. $V_0^{1/3} \ll l \ll \left| \frac{1}{\alpha_i} \cdot \frac{\partial \alpha_i}{\partial x} \right|^{-1}$.

6. Лінійний закон термодинаміки необоротних процесів $J_i = \sum_{k=1}^N L_{ik} X_k$

виконується

- A. тільки при великих відхиленнях системи від рівноваги
- B. незалежно від стану системи
- C. тільки при малих відхиленнях системи від рівноваги

7. На фазовому портреті динамічної системи фазовим траєкторіям, що сходяться в одній точці, відповідає

- A. нестійкий фокус
- B. стійкий фокус
- C. нестійкий вузол
- D. стійкий вузол

8. Згідно теореми Пригожина критерієм наближення відкритої системи до стаціонарного стану (при протіканні в ній лінійних процесів) є виконання співвідношення для швидкості зміни виробництва ентропії системи

- A. $\frac{d\sigma}{dt} < 0$
- B. $\frac{d\sigma}{dt} > 0$
- C. $\frac{d\sigma}{dt} = 0$

9. Не мають граничних циклів на фазовому портреті динамічні системи, що є

- A. консервативними
- B. дисипативними
- C. консервативними та дисипативними

10. Стани динамічної системи є топологічно еквівалентними між двома

- A. фокусами
- B. біфуркаціями
- C. центрами
- D. сідлами

11. Як ознака біфуркації на фазовій площині трактується особлива точка, яка представляє собою

- A. вузол
- B. сідло
- 3. нестійкий фокус
- D. центр

12. Структурно нестійкою називають систему, для якої малі збурення параметра μ , що входить в рівняння руху системи,

- A. не впливають на структуру фазового портрета динамічної системи
- B. змінюють структуру фазового портрета динамічної системи

13. Параметрами порядку або керуючими модами називають змінні, флуктуації яких мають час релаксації

- A. найменший
- B. найбільший
- C. усереднений
- D. критерієм керуючої моди не є її час релаксації

14. За яких часів t опис системи, що є реальним газом, потребує використання багаточастинкової функції розподілу (рівняння Ліувілля)?

- A. $t > t_{рівн.}$;
- B. $\tau_{зітк.} < t < \tau_{в.п.}$;
- C. $t > \tau_{в.п.}$;
- D. $t < \tau_{зітк.}$.

$\tau_{зітк.}$ - час зіткнення частинок; $\tau_{в.п.}$ - час вільного пробігу; $t_{рівн.}$ - час установлення рівноваги.

2. РАДІОЕКОЛОГІЯ У ПРОГРАМІ ПІДГОТОВКИ ФАХІВЦІВ З ТЕХНОЛОГІЙ ЗАХИСТУ НАВКОЛИШНЬОГО СЕРЕДОВИЩА

Питання технологій захисту навколишнього середовища, методів вимірювання та оцінки фізичних забруднень, методів захисту довкілля від промислових джерел забруднення детально розглянуті в посібнику «Технології захисту навколишнього середовища» [11] та конспекті «Системи та прилади контролю параметрів довкілля» [12]. Зупинимось лише на окремих фізичних аспектах, пов'язаних з іонізуючим випромінюванням, які детально розглядаються в таких курсах спеціальних дисциплін, як «Теоретичні основи фізики іонізуючого випромінювання», «Фізичні принципи взаємодії іонізуючого випромінювання з речовиною», «Фізичні основи радіометрії та дозиметрії».

Характеристики джерел забруднення довкілля.

Забруднюванням навколишнього середовища можна назвати зміну якості середовища, яка здатна спричиняти негативні наслідки. Вважається, що однаково шкідливі речовини надають однакові негативні наслідки незалежно від їх походження. Класифікація видів джерел забруднювання навколишнього середовища:

1. Механічне – забруднювання середовища агентами, які чинять лише механічну дію без хіміко-фізичних наслідків (наприклад, сміттям).
2. Хімічне – зміна хімічних властивостей середовища, які негативно впливають на екосистеми і технологічні прилади.
3. Фізичне – зміна фізичних параметрів середовища: температурно-енергетичних, хвильових, радіаційних та ін.
4. Теплове – підвищення температури середовища, головним чином у зв'язку з промисловими забрудненнями нагрітого повітря, газів і води які знищуються, може виникати як вторинний результат зміни хімічного складу середовища.
5. Світлове – порушення природної освітленості місцевості в результаті дії штучних джерел світла; може призводити до аномалій в житті тварин і рослин.
6. Шумове – збільшення інтенсивності шуму понад природний рівень; у людини призводить до підвищення втомленості, зниження розумової активності, а при досягненні 90-100 дБ – до послідовної втрати слуху.
7. Електромагнітне – зміна електромагнітних властивостей середовища (від ліній електропередач, радіо та телебачення, роботи деяких промислових установок) призводить до глобальних і місцевих географічних аномалій та змін в тонких біологічних структурах.

8. Радіаційне – перевищення природного рівня вмісту в середовищі радіоактивних речовин.
9. Біологічне – проникнення в екосистему та технологічні прилади видів тварин і рослин, які чужі даним суспільствам та пристроям.
10. Біотичне – розповсюдження визначених, як правило, небажаних з точки зору людей, біогенних речовин на території, де вони раніше не спостерігалися.
11. Мікробіологічне – поява надзвичайно великої кількості мікроорганізмів, пов'язана з їх масовим розмноженням на антропогенних субстратах або в середовищах, які змінилися під час діяльності людини; набуття раніше безпечною формою мікроорганізмів патогенних властивостей або можливості пригнічувати інші організми в співтовариствах.

Усі перераховані види джерел забруднюючих речовин взаємопов'язані, і кожен з них може стати поштовхом для виникнення інших видів забруднюючих речовин. Зокрема, хімічне забруднювання атмосфери може сприяти підвищенню вірусної активності, а отже, і біологічному забрудненню.

2.1. ТЕОРЕТИЧНІ ОСНОВИ ФІЗИКИ ІОНІЗУЮЧОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ [11,13,14]

Радіація - узагальнене поняття. Воно включає різні види випромінювань, частина яких зустрічається у природі, інші виходять штучним шляхом.

Перш за все слід розрізнити корпускулярне випромінювання, яке складається із частинок з масою відмінною від нуля, і електромагнітне випромінювання. Корпускулярне випромінювання може складатися як із заряджених, так і з нейтральних частинок. Розрізняють такі види корпускулярного випромінювання]:

Альфа-випромінювання (α -випромінювання) – це іонізуюче випромінювання, яке являє собою потік відносно важких частинок ядер гелію, які випускаються при радіоактивному розпаді елементів важче свинцю або утворюються в ядерних реакціях. Енергія частинок складає декілька мегаелектрон-вольт і різна для різних радіонуклідів. При цьому деякі радіонукліди випускають α -частинки кількох енергій.

Бета-випромінювання (β -випромінювання) - це потік β -частинок (електронів або позитронів), які утворюються при β -розпаді різних елементів від найлегших (нейтронів) до найважчих.

Космічне випромінювання надходить на Землю з космосу. До його складу входять переважно протони і ядра гелію. Більш важкі елементи складають менше 1%. Проникаючи в глиб атмосфери, космічне випромінювання взаємодіє з ядрами, що входять до складу атмосфери, і

утворюють потоки вторинних частинок (мезони, гамма-кванти, нейтрони).

Електромагнітне випромінювання має широкий спектр енергій і різні джерела: гамма-випромінювання атомних ядер і гальмівне випромінювання прискорених електронів, радіохвилі.

Різні види радіації по різному взаємодіють з речовиною в залежності від типу частинок, що випускаються, їх заряду, маси і енергії. Заряджені частинки іонізують атоми речовини, взаємодіючи з атомними електронами. Нейтрони і гамма-кванти, стикаючись із зарядженими частинками у речовині, передають їм свою енергію, в разі гамма-квантів можливо також народження електрон-позитронних пар. Ці вторинні заряджені частинки, гальмують в речовині, викликають його іонізацію.

У реакції організму на опромінення можна виділити чотири фази: перша, фізична фаза іонізації і збудження атомів триває 10-13с (усі фази тривають приблизно такий же час). У другій, хіміко-фізичній фазі утворюються високоактивні у хімічному відношенні радикали, які взаємодіючи із різними сполуками, дають початок вторинним радикалам, що мають значно більші терміни життя. У третій, хімічній фазі, радикали, які утворилися, вступають в реакції з органічними молекулами клітин, що призводить до зміни біологічних властивостей молекул.

Описані процеси перших трьох фаз є первинними і визначають подальший розвиток променевого ураження. У наступній за ними четвертій, біологічній фазі, хімічні зміни молекул перетворюються на клітинні зміни. Різні види випромінювань характеризуються різною біологічною ефективністю, що пов'язано з відмінностями в їх проникній здатності і характером передачі енергії органам і тканинам живого об'єкта, що складається в основному із легких елементів.

Альфа-випромінювання має малу довжину пробігу частинок і характеризується слабкою проникною здатністю. Воно не може проникнути крізь шкірні покриви. Пробіг альфа-частинок з енергією 4 МеВ в повітрі становить 2.5 см, а в біологічній тканині - лише 31 мкм. Альфа-випромінюючі нукліди становлять велику небезпеку при надходженні всередину організму через органи дихання і травлення, відкриті рани та опікові поверхні.

Бета-випромінювання має більшу проникну здатність. Пробіг бета-частинок в повітрі може досягати декількох метрів, а в біологічній тканині декількох сантиметрів. Так пробіг електронів з енергією 4 МеВ в повітрі становить 17.8 м, а в біологічній тканині 2.6 см.

Гамма-випромінювання (γ -випромінювання) являє собою іонізуюче фотонне короткохвильове випромінювання, яке за своїми властивостями подібне до рентгенівського, однак має значно більшу енергію та швидкість (приблизно дорівнює швидкості світла) і має ще більш високу проникну здатність. Під його дією відбувається опромінення всього організму.

Час життя збудженого стану дуже малий ($<10^{-13}$ с), однак в деяких випадках збуджений стан ядра може існувати дуже довго. Такі ядерні стани називаються метастабільними. Ядра, які мають метастабільні рівні, називаються ізомерами. Ядро – ізомер несе в собі властивість двох ядер: його параметри (маса, спин, магнітний момент) в цих станах різні. Ізомерні стани часто бувають у важких ядрах. Причиною ізомерії може бути сильна відмінність у формі ядра для ізомерного і основного станів.

Внутрішня конверсія – це процес, який конкурує із γ – випромінюванням і ця конкуренція характеризується повним коефіцієнтом внутрішньої конверсії α , який дорівнює відношенню ймовірності випускання електронів до ймовірності випускання γ – квантів, тобто:

$$\alpha = \frac{N_e}{N_\gamma} = \alpha_K + \alpha_L + \alpha_M, \text{ де } \alpha_K, \alpha_L, \alpha_M \text{ – парціальні коефіцієнти внутрішньої}$$

конверсії для електронів K, L, M – оболонки. Внутрішня конверсія супроводжується β – розпадом, бо первинне ядро може розпастися через β – емісію до вторинного ядра на збуджений стан, який знімається через відповідні переходи. Якщо енергія збудження ядра переважає власну енергію ядра вдвічі, то може відбутися процес парної конверсії. У цьому випадку ядро втрачає енергію збудження шляхом випускання електрона і позитрона, але ймовірність парної конверсії не перевищує 0,001 від ймовірності випромінювання γ – кванта.

Проблеми захисту населення від дії іонізуючого випромінювання мають глобальний, міжнародний характер, і тому відповідні науково-дослідні та організаційні заходи розробляються не тільки в окремих країнах, але і в світовому масштабі. Метою заходів захисту є забезпечення високих показників здоров'я населення, які включають: тривалість життя, інтегральні за часом характеристики фізичної і розумової працездатності, самопочуття і функцію відтворення. Заходи захисту включають:

- зниження опромінення населення від усіх основних джерел випромінювання;
 - обмеження шкідливого впливу на населення нерадіаційних чинників фізичної та хімічної природи;
 - підвищення резистентності і антиканцерогенними захищеності жителів;
 - медичний захист населення;
 - підвищення рівня радіаційно-гігієнічних знань населення, психологічну допомогу населенню, допомога в подоланні перебільшеного сприйняття небезпеки радіації;
 - формування здорового способу життя населення;
 - підвищення соціальної, економічної і правової захищеності населення.
- У випадках аварійних ситуацій вживаються додаткові заходи захисту.

2.2. ФІЗИЧНІ ПРИНЦИПИ ВЗАЄМОДІЇ ІОНІЗУЮЧОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ З РЕЧОВИНОЮ [11,15,16]

Заряджені частинки, проходячи крізь речовину, взаємодіють з електронними оболонками і ядрами атомів. Траєкторія важкої зарядженої частинки у речовині практично прямолінійна. Основними характеристиками важких заряджених частинок при проходженні у речовині є втрати енергії і повний пробіг до зупинки.

Загальні електромагнітні втрати енергії заряджених частинок складаються з іонізаційних втрат, радіаційних втрат, втрат на випромінювання та перехідне випромінювання.

Іонізаційні втрати – це втрати енергії зарядженої частинки, які пов'язані з порушенням та іонізацією атомів речовини. Питомі іонізаційні втрати називають гальмівною здатністю речовини. Це середня енергія, втрачена частинкою на одиницю довжини шляху. Питомі іонізаційні втрати можна віднести до величини $\zeta = \chi\rho$, де ρ – щільність середовища.

Нехай частинка із зарядом ze ($z = 2$ для α -частинок) пролітає із швидкістю v на відстань ρ від вільного електрону з масою m_e і зарядом $-e$, тоді електрон отримає імпульс у напрямку, перпендикулярному до ліній польоту частинки. Імпульс електрона у напрямку, паралельному рухові частинки, дорівнює нулю, тому що при підлітанні $F' > 0$ при відлітанні $F'' < 0$.

Сила, яка діє на електрон зі сторони частинки на ділянці 2ρ , дорівнює $F = \frac{ze^2}{\rho^2} = const$. За другим законом Ньютона $\Delta p = F \cdot \Delta t$. Відстань 2ρ частинка проходить за час $2\rho = v \cdot \Delta t$. Імпульс, який передається електрону, $\Delta p = \frac{2ze^2}{\rho \cdot v}$. Енергія, яка передається електрону,

$$\Delta T = \frac{(\Delta p)^2}{2m_e} = \frac{2z^2e^4}{m_e v^2} \cdot \frac{1}{\rho^2}$$

Частинка передає енергію всім електронам, які знаходяться у циліндричному шарі з радіусом ρ товщиною $d\rho$ і довжиною dx . Об'єм циліндричного шару $dV = 2\pi\rho d\rho dx$. У цьому об'ємі знаходиться dN електронів: $dN = n_e dV$, де n_e – концентрація електронів. Загальна втрата кінетичної енергії зарядженої частинки за рахунок взаємодії зі всіма електронами dN , що знаходяться у циліндричному шарі :

$$dT = \Delta T n_e dV = \frac{2z^2e^4}{m_e v^2 \rho^2} n_e 2\pi\rho d\rho dx$$

Максимальна відстань ρ_{max} визначається як гранична відстань, на якій відбувається іонізація електронів у атомі мішені. При цьому кулонівська

енергія взаємодії зарядженої частинки та електрона дорівнює середній енергії іонізації \bar{I} електрона $\bar{I} = \frac{ze^2}{\rho_{\max}} = 13,5(eV)$. Тоді $\rho_{\max} = \frac{ze^2}{\bar{I}}$.

Максимальна енергія, яка може бути передана рухомою важкою частинкою електрону, визначає мінімальну відстань ρ_{\min} . Максимальний імпульс, який передається електрону важкою частинкою $\Delta p_{\max} = 2m_e v$, де v – швидкість частинки. Максимальна кінетична енергія, яка передалася електрону $\Delta T = \frac{(\Delta p_{\max})^2}{2m_e} = 2m_e v^2 = \frac{2z^2 e^4}{m_e v^2} \cdot \frac{1}{\rho^2}$, звідки $\rho_{\min} = \frac{ze^2}{m_e v^2}$.

Підставляючи формули, отримуємо відношення:

$$\frac{\rho_{\max}}{\rho_{\min}} = \frac{m_e v^2}{\bar{I}}$$

Більш точна формула Бора для повних питомих іонізаційних втрат важкої зарядженої частинки, яка рухається із швидкістю $v \leq c$, має вигляд:

$$\left(-\frac{dT}{dx} \right)_{\text{іон}} = \frac{4\pi z^2 e^4 n_e}{m_e v^2} \left\{ \ln \left[\frac{m_e v^2}{\bar{I} \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right)} \right] - \frac{v^2}{c^2} \right\}$$

При релятивістських швидкостях частинки зростає максимальна енергія, що передалася електрону. Доданок $-\frac{v^2}{c^2}$ пов'язаний із лоренцовим скороченням кулонового поля, що приводить до передачі енергії віддаленим електронам.

Основний результат: питома втрата енергії зарядженої частинки на іонізацію середовища пропорційна квадрату заряду частинки, концентрації електронів та обернено пропорційна квадрату швидкості частинки:

$$\left(-\frac{dT}{dx} \right)_{\text{іон}} \sim \frac{z^2 n_e}{v^2}.$$

Залежність від маси частинки відсутня.

Проходження легких заряджених частинок (електронів і позитронів) крізь речовину якісно відрізняється від проходження α -частинок і протонів. Маса електрона на багато менша від маси ядер. Передача імпульсу велика при зіткненні рухомого електрона з електронами атомів, і траєкторія його руху відрізняється від прямої. Електрон при зіткненнях рухається з прискоренням, що породжує кванти електромагнітного поля. У міру гальмування у речовині моноенергетичного пучка електронів він перетворюється на дифузійний потік зі складним просторовим розподілом електронів по енергіях.

Повні втрати електронів складаються із іонізаційних втрат і радіаційних втрат (втрати на гальмівне випромінювання):

$$\left(-\frac{dT}{dx}\right)_{повн}^{(e)} = \left(-\frac{dT}{dx}\right)_{іон}^{(e)} + \left(-\frac{dT}{dx}\right)_{рад}^{(e)}$$

Питомі іонізаційні втрати нерелятивістських електронів при енергіях $\beta = \frac{v}{c}$, при $c \ll 1$,

$$\left(-\frac{dT}{dx}\right)_{іон}^{(e)} = \frac{4\pi e^4 n_e}{m_e v^2} \ln \frac{m_e v^2}{2I}.$$

Питомі іонізаційні втрати електронів у загальному випадку

$$\left(-\frac{dT}{dx}\right)_{іон}^{(e)} = \frac{2\pi e^4 n_e}{m_e v^2} \left[\ln \frac{m_e v^2 T}{2I^2 (1-\beta^2)} - \ln 2 \left(2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2 \right) + 1 - \beta^2 \right],$$

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

Заряджена частинка, що рухається з від'ємним прискоренням, завжди випромінює електромагнітні хвилі. Випуск фотонів зумовлене розсіюванням частинок в кулонівському полі ядер. Кулонівське поле гальмує заряджену частинку. Виникаюче при цьому випромінювання називається гальмівним випромінюванням. Втрати енергії на таке гальмівне випромінювання називаються радіаційними втратами. Питомі радіаційні втрати електронів описуються співвідношеннями:

$$\left(-\frac{dT}{dx}\right)_{рад}^{(e)} = \frac{16}{3} n T_e \frac{z^2 r_e^2}{137},$$

при $T_e \ll m_e c^2 = 0,5 \text{ MeV}$,

$$\left(-\frac{dT}{dx}\right)_{рад}^{(e)} = n T_e \frac{z^2 r_e^2}{137} \left[4 \ln \frac{2T_e}{m_e c^2} - \frac{4}{3} \right],$$

при $m_e c^2 \ll T_e \ll 137 m_e c^2 Z^{-1/3}$,

$$\left(-\frac{dT}{dx}\right)_{рад}^{(e)} = n T_e \frac{Z^2 r_e^2}{137} \left[4 \ln \frac{183}{Z^{1/3}} + \frac{2}{9} \right],$$

при $T_e \gg 137 m_e c^2 Z^{-1/3}$

де T_e – кінетична енергія електрона, $r_e = \frac{e^2}{m_e c^2}$ – класичний радіус електрона в атомі, n_e – концентрація електронів, Z – порядковий номер атомів речовини. Із формул випливає, що радіаційні втрати на

випромінювання мають вигляд $\left(-\frac{dT}{dx}\right)_{\text{рад}} \sim Z^2 n_e T_e$. Враховуючи, що

іонізаційні втрати $\left(-\frac{dT}{dx}\right)_{\text{рад}}^{(e)} \sim Z n_e$, отримуємо наступне відношення між

радіаційними та іонізаційними втратами електрона:

$$\frac{\left(-\frac{dT}{dx}\right)_{\text{рад}}}{\left(-\frac{dT}{dx}\right)_{\text{іон}}} \approx \frac{T_e Z}{800}.$$

Відстань, пройдена зарядженою частинкою в речовині до повної втрати кінетичної енергії, називається пробігом:

$$R = \int_{T_0}^0 \frac{dT}{-dx},$$

де T_0 – кінетична енергія частинки до потрапляння у речовину. Емпіричні формули для середнього пробігу частинок з кінетичною енергією T . Середній лінійний пробіг α -частинки у повітрі при нормальних умовах

$$R_\alpha (\text{см}) = 0,31 T^{3/2} \text{ для } (4 \text{ МэВ} < T < 7 \text{ МэВ}), \text{ або } (3 \text{ см} < R_\alpha < 7 \text{ см}).$$

Середній масовий пробіг α -частинки у речовині з масовим числом A

$$R_\alpha (\text{мг/см}^2) = 0,56 R_\alpha (\text{см}) A^{1/3}.$$

Середній лінійний пробіг α -частинки у повітрі з енергією $T_\alpha < 200$ МэВ

$$R_\alpha (\text{м}) = (T_\alpha / 37,2)^{1/8}.$$

Середній масовий пробіг електронів в алюмінії ($\rho = 2,7$ г/см³):

$$R_e (\text{г/см}^2) = 0,407 T_e^{1,38} \text{ при } (0,15 \text{ МэВ} < T_e < 0,8 \text{ МэВ}),$$

$$R_e (\text{г/см}^2) = 0,542 T_e - 0,133 \text{ при } (0,8 \text{ МэВ} < T_e < 3 \text{ МэВ}).$$

Радіоактивні атоми одного і того ж сорту випромінюють електрони різноманітних енергій, починаючи від нуля до деякого граничного значення, яке називається верхньою границею β - спектра. У випадку простого β - спектра максимальну енергію зручно визначати за товщиною шару половинного поглинання β - частинок в речовині. Для цього треба виміряти швидкість рахунку частинок, які випромінюються бета - активним джерелом, в залежності від товщини поглинач. Як поглинач для β - частинок зазвичай використовують алюмінієву фольгу. Поправку на поглинання бета-частинок на шляху джерело-лічильник обчислюють за формулою: $I = I_0 \cdot 2^{-\rho d / \Delta}$, де Δ — товщина шару половинного поглинання. Товщина шару половинного поглинання залежить від максимальної енергії E_{max} бета – спектра.

Розсіювання рентгенівського випромінювання відбувається внаслідок зіткнення з атомами речовини і відхилення від напрямку основного пучка. Коли випромінювання м'яке (кванти несуть малу енергію), відбувається

пружний удар, під час якого квант м'якого рентгенівського випромінювання стикається з електроном внутрішньої орбіти атома, а енергія його недостатня, щоб підняти цей електрон на поверхню атома, тому рентгенівське випромінювання також тільки відхиляється вбік, не змінюючи довжини хвилі. В обох випадках відбувається класичне розсіювання. Якщо м'яке рентгенівське випромінювання стикається з вільним електроном або електроном зовнішньої орбіти атома речовини, то відбувається непружний удар, внаслідок якого квант випромінювання передає частину своєї енергії електрону (електрон віддачі), а сам у вигляді кванта розсіювання перетворюється на випромінювання з більшою довжиною хвилі та відхиляється вбік від початкового напрямку руху. Те саме відбувається і тоді, коли квант із більшою енергією (жорстке випромінювання) стикається з електроном на внутрішній орбіті атома. При цьому виникає явище Комптона (розсіяне випромінювання з іншою довжиною хвилі та кількістю електронів), яке відбувається лише тоді, коли енергія кванта приблизно в 10 000 разів перевищує енергію зв'язку електрона в атомі. Електрони віддачі, відриваючись від цього атома, викликають збудження та іонізацію інших атомів і молекул середовища. Сам рентгенівський квант втрачає частину енергії, передану електрону, і, відповідно, збільшується довжина хвилі. Під час взаємодії рентгенівського випромінювання з речовиною одна частина енергії витрачається у вигляді випромінювання (енергія розсіювання), а друга передається електронам середовища - поглинається (енергія поглинання).

Майже всі види випромінювання, що виникають внаслідок взаємодії електронного пучка з твердим тілом, використовують для отримання інформації про його природу (топологию поверхні, кристалічну структуру, елементний склад, електронну структуру тощо) у приладах з електронним зондом.

При обговоренні процесів розсіювання ключовим поняттям є *ймовірність*, або *переріз*, *розсіювання* (Q), що у загальному випадку може розглядатися як ефективний розмір атома для даної взаємодії. Величина перерізу визначається за таким співвідношенням :

$$Q = \frac{N}{n_1 n_2},$$

де N , n_1 – число зіткнень і атомів у одиниці об'єму мішені; n_2 – число електронів, які падають на одиницю площі поверхні мішені. Знаючи переріз розсіювання, можна розрахувати *середню довжину вільного пробігу електрона* (СДВП) – середню відстань, що проходить електрон між двома послідовними зіткненнями або актами взаємодії:

$$\lambda = \frac{A}{N_A \rho Q},$$

де A , ρ – атомна маса та густина матеріалу мішені; N_A – число Авогадро.

При радіоактивному розпаді ядра випускають гамма-кванти з енергією в межах від декількох кілоелектронвольт до декількох мегаелектронвольт. Проходячи крізь речовину, гамма-кванти втрачають енергію в результаті прояву практично трьох ефектів: фотоелектричного поглинання (фотоефект), комптонівського розсіяння (комптонефект), утворення електронно-позитронних пар .

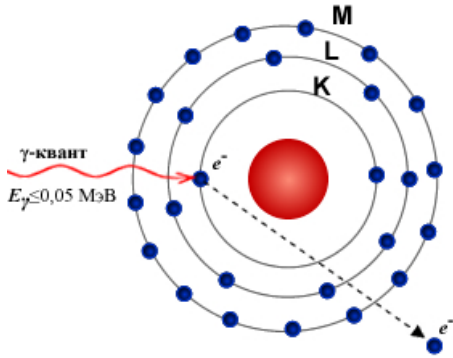


Рис. 5.1. Вибивання електрона з внутрішньої електронної оболонки.

дорівнює енергії гамма-кванта мінус енергія зв'язку електрона в атомі (рис.5.1.). Таким чином, при фотоефекті вся енергія первинного гамма-кванта перетворюється на кінетичну енергію фотоелектронів, які іонізують атоми і молекули. На звільнене місце в орбіті К-шару перескакує електрон L-шару, на L-шар - електрон M-шару і т.д. з висвічуванням квантів характеристичного рентгенівського випромінювання. Фотоефект неможливий на слабоз'язаних і вільних електронах (не пов'язаних з атомом), тому що вони не можуть поглинати гамма-кванти .

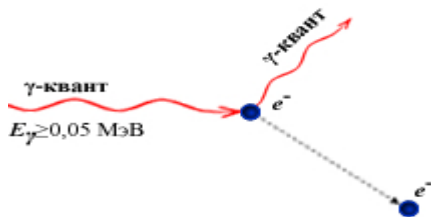


Рис. 5.2. Розсіювання гамма-квантів на вільних електронах.

Ефект Комптона полягає в тому, що гамма-кванти, стикаючись з електронами, передають їм не всю свою енергію, а тільки частку її і після зіткнення змінюють напрямок свого руху, тобто розсіюються (рис. 5.2.). Внаслідок зіткнення з гамма-квантами електрони (електрони віддачі) набувають значної кінетичної енергії і витрачають її на іонізацію речовини (вторинна іонізація). На відміну від процесу фотоелектричного поглинання при

комтонівському ефекті гамма-кванти взаємодіють із зовнішніми, валентними електронами, енергія зв'язку яких мінімальна. Комптонівське розсіювання можливо на вільних електронах. Таким чином, в результаті комптонівського ефекту інтенсивність гамма-випромінювання послаблюється внаслідок того, що гамма-кванти, взаємодіють з

електронами середовища, розсіюються в різних напрямках і йдуть за межі первинного пучка, а також в результаті передачі електронам частини своєї енергії.

Деякі гамма-кванти з енергією не нижчою за 1,022 MeV, проходячи крізь речовину, перетворюються під дією сильного електричного поля поблизу ядра атома на пару «електрон-позитрон». Утворення такої пари частинок можливе тільки при енергіях гамма-квантів, не менших, ніж енергія, еквівалентна масі обох частинок - електрона і позитрона. Оскільки маси електрона і позитрона однакові, то для утворення їх (без надання їм додаткової кінетичної енергії), енергія гамма-кванту повинна задовольняти співвідношення взаємозв'язку маси та енергії. Якщо енергія гамма-квантів більша за 1,022 MeV, то надлишок її віддається частинкам. Тоді кінетична енергія утворених частинок E_k дорівнює різниці між енергією фотона E_γ , і подвоєною енергією спокою електрона. Утворена електронно-позитронна пара надалі зникає (анігілює), перетворюючись на два вторинних гамма-кванти з енергією, рівною енергетичному еквіваленту маси спокою частинок. Вторинні гамма-кванти здатні викликати лише комптонівський ефект і в кінцевому рахунку фотоефект, тобто втрачати енергію тільки при зіткненнях з електронами. Ймовірність процесу утворення пар збільшується зі зростанням енергії гамма-квантів і щільності поглинача. Гамма-промені високих енергій (більше 8 MeV) можуть взаємодіяти з ядрами атомів (ядерний ефект). Ймовірність такого ефекту досить мала, і цей вид взаємодії практично не послаблює випромінювань в речовині.

Пучок гамма-променів поглинається безперервно із збільшенням товщини шару поглинача, його інтенсивність не обертається на нуль ні при яких товщинах шару поглинача. Це означає, що, якою б не була товщина шару речовини, не можна повністю поглинути потік гамма-променів, а можна тільки послабити його інтенсивність в будь-яке число раз. У цьому істотна відмінність характеру послаблення гамма-випромінювання від ослаблення потоку альфа- і бета-частинок, де завжди можна підібрати такий шар речовини, в якому повністю поглинається потік альфа-або бета-частинок.

Закон послаблення можна виразити також через шари половинного ослаблення $D_{1/2}$. Товщина поглинача, після проходження якого інтенсивність випромінювання послаблюється вдвічі, називається шаром половинного ослаблення. Знаючи шар половинного послаблення, можна досить легко визначити, який потрібно взяти шар поглинача, щоб послабити випромінювання в дане число раз.

Внаслідок того, що нейтрони не мають заряду, а маса їх на багато більша від маси електронів, вони мають велику проникну здатність і втрачають свою енергію практично тільки при зіткненні з ядрами атомів. При цьому можливо пружне і непружне розсіяння нейтронів на ядрах.

Нейтронне випромінювання небезпечне внаслідок своєї високої проникної здатності і можливості викликати в живих організмах наведену радіоактивність. В залежності від енергії розрізняють надшвидкі, швидкі, проміжні, повільні й теплові нейтрони.

Надшвидкі нейтрони. Такі нейтрони отримують в ядерних реакторах або вони виникають при ядерних вибухах. Енергія їх становить $10 \div 50$ МеВ. При взаємодії з важкими елементами надшвидкі нейтрони викликають поділ їх ядер. При цьому утворюються сильно збуджені ядра. В результаті порушення співвідношення протонів і нейтронів в ядрах зменшуються сили ядерного зчеплення, і нуклони під дією сил відштовхування розходяться до протилежних полюсів. Ядро деформується, в центрі утворюється перетяжка, і воно розщеплюється на два-три осколки. Під час кожного акту розподілу вивільняється колосальна енергія (близько 200 МеВ) і вилітає два-три вільні нейтрони, які здатні спричинити розподіл інших ядер. Так виникає ланцюговий процес розподілу ядер.

Швидкі нейтрони. Такі нейтрони також утворюються в результаті ядерних реакцій поділу або синтезу. Енергія їх перевищує 100 кеВ. При зіткненні з ядрами атомів швидкі нейтрони передають їм частину своєї енергії, утворюючи швидколеткі ядра (ядра віддачі). Ядра віддачі, як і всі заряджені частинки, витрачають свою енергію на іонізацію середовища. Частинка переданої ядру енергії зростає зі зменшенням маси ядра. Так, при зіткненні нейтронів з ядрами водню, тобто з протонами, їм передається в середньому до 60% енергії нейтрона, тому що маси цих частинок практично рівні. Тому швидкі нейтрони добре сповільнюються легкими речовинами, що містять багато атомів водню, такими, як вода, парафін, тканина, і вільно проходять через великі товщини важких речовин (свинець та ін.) При взаємодії з ядрами нейтрони поступово сповільнюються аж до теплових швидкостей, тобто до швидкостей руху молекул середовища.

Проміжні нейтрони. Енергія таких нейтронів $1 \div 100$ кеВ. Вони частіше взаємодіють з речовиною за типом пружного розсіювання.

Повільні і теплові нейтрони. Енергія повільних нейтронів не перевищує 1 кеВ. На відміну від швидких нейтронів повільні захоплюються ядрами атомів, в результаті чого утворюються нові стабільні або радіоактивні ізотопи. Радіаційне захоплення нейтронів супроводжується випусканням жорстких гамма-квантів з енергією, що дорівнює 2,18 МеВ. Енергія теплових нейтронів досягає 0,025 еВ. Теплові нейтрони, так само як і повільні, захоплюються поглинальним середовищем.

Для захисту від нейтронів з низькою енергією необхідно використовувати крім поглинача (вода, бор або кадмій) і екран з важкого матеріалу (свинець, барій) для ослаблення гамма-випромінювання.

Іонізуюче випромінювання становить велику небезпеку для живих організмів біосфери, а особливо для людини. З таким видом фізичних полів потрібно проявляти особливу обережність, тому що дуже часто радіоактивність не маючи кольору, запаху, смаку, чинить згубну дію на людський організм з летальним кінцем. При розгляді біологічної дії радіоактивності розрізняють зовнішні та внутрішні опромінювання. Зовнішнє опромінювання являє собою випадок, коли джерело радіації знаходиться за межами організму і продукти радіоактивності не потрапляють в середину організму. Перші ознаки хронічного ураження: сухість шкіри, з'являються язви, випадіння волосся.

Живі організми постійно піддаються опроміненню за рахунок природного фону. Фонове радіоактивне випромінювання складається в основному із трьох складових: природного фону, зумовленого радіонуклідами біосфери, техногенного фону, викликаного діяльністю людини, рентгенодіагностики.

На основі нормативних вимог встановлюють порядок проведення робіт з джерелами іонізуючих випромінювань і забезпечення ліквідації радіоактивних відходів.

Для забезпечення радіаційної небезпеки потрібно виконувати *загальні принципи захисту*: не перевищувати максимально допустимі дози; застосовувати метод захисту відстанню, часом; застосовувати захисні екрани; використовувати засоби індивідуального захисту та ін. Вибір захисного екрану потрібно виробляти в залежності від виду іонізованого випромінювання. Для захисту від α - випромінювання застосовують екрани із скла товщиною декілька міліметрів. Для захисту від β - випромінювання використовують матеріали з малою атомною масою, а частіше комбіновані. Для захисту від γ - випромінювання застосовують матеріали з великою атомною масою та високою щільністю, а також більш дешеві матеріали та сплави. Стаціонарні екрани виконуються без бетону. При роботі з радіонуклідами слід використовувати спецодяг.

2.3 ФІЗИЧНІ ОСНОВИ РАДІОМЕТРІЇ Й ДОЗИМЕТРІЇ [11,16.17,18,19]

Для визначення радіоактивності використовують три основні методи радіометрії: абсолютний, розрахунковий, відносний.

Абсолютний метод оснований на використанні прямого рахунку всієї кількості часток ядер, що розпадаються в умовах геометрії, близької до 4π . При цьому активність зразка виражається не в імпульсах, а в одиницях радіоактивності – Кі і Бк. Для цього методу оцінки радіоактивності використовують такі 4π -лічильники, в які розміщують зразки: газопроточний типу СА-4БФЛ або рідинні сцинтилятори типу ЖС-1 чи ЖС-7. Даний метод поки що не набув широкого практичного

використання через високу вартість 4π-лічильників і велику складність підготовки зразків. Але він є практично єдиним методом для вимірювання еталонних зразків.

Розрахунковий метод оснований на реєстрації імпульсів, що надходять від детектора на блок реєстрації і подальшій математичній обробці отриманих цифрових показників. При цьому істинну радіоактивність визначають за формулою :

$$A_{np} = \frac{N_{0np+\phi} - N_{\phi}}{\omega k p q r \gamma t} \cdot 2,22 \cdot 10^2,$$

де, $N_{0np+\phi} - N_{\phi}$ - швидкість лічби від проби без фону, ω – поправка на геометричні умови вимірювання, ε – корегуюча поправка на лічильну здатність детектора, k – поправка на поглинання випромінювань в шарі повітря і вікні (стінці)лічильника, ρ – поправка на самопоглинання в шарі препарату, q – поправка на зворотне розсіювання від кювети, r – поправка на схему розпаду, γ - поправка на γ - випромінювання при змішаному β - і γ - випромінюванні, t – вага препарату, $2,22 \cdot 10^2$ – перехідний коефіцієнт від числа розпадів за хвилину в Кі.

Відносний метод оснований на порівнянні швидкості лічби від препарату з відомою активністю (еталона) зі швидкістю лічби від препарату невідомої активності (вимірюваного зразка). При цьому активність розраховують із такої пропорції :

$$A_{em} : N_{0em} = A_{np} : N_{0np}$$

звідси

$$A_{np} = A_{em} N_{0np} : N_{0em}$$

В цьому методі головним є правильний підбір еталона, вартість якого у деяких випадках значно вища, ніж найдорожчий спектрометр. Тому еталони не може мати й лабораторія самого високого класу. Ними забезпечують спеціальні заводи з еталонування радіометричної апаратури. На заводі еталонів проводиться еталонування-паспортизація всіх приладів, призначених для експертної оцінки вмісту радіонуклідів. В залежності від завдань лабораторіями замовляються коефіцієнти зв'язку для проб, що вимірюються. Для кожного виду зразка дані коефіцієнти визначається шляхом ділення A_{em} на N_{0em} . Після цього активність проби розраховують за формулою:

$$A_{np} = K_{ze} N_{0np}$$

До відносного методу відносяться також експрес-методи визначення сумарної β -активності :

1) Методи визначення питомої масової сумарної β -активності.

а) Метод "тонких" зразків. "Тонким" вважається зразок такої товщини, при якій поглинання випущених β -частинок незначне. Швидкість

лічби детектором β -частинок, випущених зразком, n_{ef} (кількість імпульсів, зареєстрованих за одиницю часу) пов'язана з питомою масовою сумарною активністю таким чином:

$$q = \frac{n_{ef}}{d\Omega \varepsilon K_n m},$$

де m – маса зразка, K_n - коефіцієнт поглинання β -випромінювання в речовині зразка, $d\Omega$ – коефіцієнт, який враховує, що лише частина випущеного випромінювання потрапляє до детектора, ε – ефективність реєстрації випромінювання детектором.

Слід зазначити, що швидкість лічби детектора визначається не тільки β -випромінюванням зразка, але й фоновим (в основному космічним). Швидкість лічби фонового випромінювання вимірюється без зразка, а різниця загальної швидкості лічби та фонові і є швидкість лічби n_{ef} , пов'язана з активністю зразка.

Загальним недоліком метода "тонких" зразків є слабка чутливість внаслідок використання зразків з невеликою масою і малою активністю, що визначає низьку швидкість лічби β -випромінювання зразка і досить тривалий час вимірювань.

б) Метод "товстих" зразків. Застосовуючи метод "товстих" зразків питому масову сумарну β -активність визначають в зразках такої товщини, що її подальше збільшення не призводить до збільшення виходу β -частинок зі зразка. Наприклад, відомо, що пробіг β -частинок в біологічній тканині становить до 10 мм. Якщо взяти розмелений зразок біологічної тканини, то його активність в залежності від товщини приблизно буде такою: 7 мм – 70 Бк, 8 мм – 80 Бк, 9 мм – 90 Бк, 10 мм – 100 Бк, 11 мм – 100 Бк, 12 мм – 100 Бк. В даному прикладі товстим шаром буде зразок товщиною 10 мм. Сумарна швидкість лічби в такому випадку не залежить від товщини зразка, а прямо залежить від його питомої масової активності і не залежить від маси і щільності зразка:

$$q = K_T n$$

Такий підхід дозволяє вимірювати зразки без зважування. Коефіцієнт K_T визначається при вимірюванні зразків з відомою питомою активністю і різний для різних радіонуклідів та їх сумішей. Тому при вимірюванні питомої масової сумарної β -активності необхідно мати інформацію про радіонуклідний склад проби і використовувати відповідний коефіцієнт.

Перевагами методу є, як вказувалося, є можливість вимірювання без зважування проби і відносно невеликий час вимірювання, який залежить від активності зразка.

2) Касетний метод. Підвищує лічильну здатність приладу та швидкість вимірювання зразку за рахунок збільшення кількості детекторів.

3) Кюветний метод. Дозволяє покращити геометричні умови вимірювання до 4π за рахунок того, що в абсолютному методі проба знаходиться в детекторі, а в даному випадку детектор знаходиться в пробі.

4) Визначення сумарної β -активності за зольним залишком. Використовується при низькій концентрації радіоактивних речовин в зразку. Розрахунок проводиться за формулою:

$$A_{np} = K_{3\beta} N_{0np} M$$

де M – коефіцієнт зольності, що визначається діленням маси золи в грамах на масу сирого зразка в грамах.

Основною одиницею в радіобіології і радіоекології є доза опромінення - міра енергії іонізуючого випромінювання, яка передана речовині, або міра біологічних ефектів іонізуючого випромінювання в тілі людини, його органах і тканинах.

Опромінення – це вплив на людину чи будь-який об'єкт іонізуючого випромінювання.

Зовнішнє опромінення – опромінення тіла людини чи будь-якого живого об'єкта джерелами іонізуючих випромінювань, які знаходяться поза ним.

Внутрішнє опромінення – опромінення тіла людини чи будь-якого живого об'єкта, окремих органів та тканин від джерел іонізуючих випромінювань, що знаходяться в самому об'єкті.

В радіаційному захисті, радіоекології та радіобіології розрізняють п'ять основних видів доз іонізуючих випромінювань: експозиційну, поглинену, еквівалентну, ефективну і колективну.

Експозиційна доза фотонного випромінювання (D_{exp}) є відношенням сумарного заряду усіх іонів одного знаку (), утворених у повітрі, коли всі електрони й позитрони, вивільнені фотонами в елементарному об'ємі повітря масою dm , повністю зупинилися в повітрі, до маси повітря в зазначеному об'ємі.

$$D_{exp} = dQ/dm$$

У системі СІ за одиницю експозиційної дози взято кулон на кілограм (Кл/кг; C/kg). Позасистемною одиницею експозиційної дози є рентген (Р; R): $1 \text{ Р} = 2,58 \cdot 10^{-4} \text{ Кл/кг}$.

Рентген – це така кількість іонізуючого випромінювання, яка утворює в 1 м^3 сухого повітря при нормальних умовах близько 2 млрд. пар іонів. Похідними від рентгена є 1 мілірентген (мР) = $1 \cdot 10^{-3} \text{ Р}$ та 1 мікрорентген (мкР) = $1 \cdot 10^{-6} \text{ Р}$. Співвідношення між Кл/кг та рентгеном: $1 \text{ Кл/кг} = 3876 \text{ Р}$.

Потужність експозиційної дози фотонного випромінювання (потужність експозиційної дози) (P_{exp}) – відношення приросту

експозиційної дози (dP_{exp}) за інтервал часу dt до цього інтервалу часу:

$$P_{exp} = dD_{exp}/dt$$

Експозиційна доза розраховується за формулою:

$$D_{exp} = \int_0^t P_{exp} dt$$

або

$$D_{exp} = P_{exp} t \text{ при } P_{exp}(t) = Const,$$

де t – час опромінення.

В системі СІ за одиницю потужності експозиційної дози взято ампер на кілограм (А/кг). Позасистемною одиницею потужності експозиційної дози є рентген за секунду (Р/с): $1 \text{ Р/с} = 2.58 \cdot 10^{-4} \text{ А/кг}$; $1 \text{ Р/год} = 1000 \text{ мР/год} = 10^6 \text{ мкР/год}$.

Потужність експозиційної дози фотонного випромінювання (Р) від точкового джерела даного радіонукліду пропорційна його активності А (мКі) і обернено пропорційна квадрату відстані від нього r (см):

$$P \approx A\Gamma/r^2$$

де Γ – повна гама-стала.

Беручи до уваги відсутність цілочислового співвідношення між Дж/кг і Р, а також поступову відмову від практичного використання експозиційної дози на користь поглиненої дози, визнано доцільним для експозиційної дози (D_{exp}) та потужності експозиційної дози (Р) зберегти лише позасистемні одиниці й не користуватися одиницями системи СІ.

У радіобіології, клінічній радіології та радіаційному захисті поглинена доза (D) є базовою фізичною величиною, яка використовується для всіх видів іонізуючого випромінювання і будь-яких геометрії випромінювання.

Поглинена доза визначається як відношення середньої енергії (dE), що передана іонізуючим випромінюванням речовині в елементарному об'ємі, до маси dm речовини в цьому об'ємі. Поглинена доза випромінювання дорівнює енергії, поглинутій одиницею маси речовини. Всі інші величини, пов'язані з поглиненою дозою випромінювання (дозові поля та ін.) є мірою впливу на об'єкт, що опромінюється:

$$D = dE/dm$$

У системі СІ за одиницю поглиненої дози взято Грей (Гр); розмірність поглиненої дози – джоуль на кілограм; $1 \text{ Грей} = 1 \text{ Дж/кг}$. Похідними величинами є $1 \text{ мГр} = 1 \cdot 10^{-3} \text{ Гр}$ і $1 \text{ мкГр} = 1 \cdot 10^{-6} \text{ Гр}$.

Позасистемною одиницею поглиненої дози є рад. Співвідношення між Греєм та радом є таким: $1 \text{ Гр} = 100 \text{ рад}$; $1 \text{ рад} = 0,01 \text{ Гр} = 1 \text{ сГр}$ (сантигрей).

Існують певні співвідношення між одиницями наведених доз для

гамма-випромінювання. Так, 1 рад приблизно дорівнює 1 Р (точніше 1.04Р). Експозиційна доза 1Р у повітрі відповідає поглиненій дозі 0.87 рад.

Потужність поглиненої дози іонізуючого випромінювання (потужність дози випромінювання) P_{abs} – це відношення приросту поглиненої дози (dD) за інтервал часу (dt) до цього інтервалу часу:

$$P_{abs} = dD/dt$$

В системі СІ за одиницю потужності поглиненої дози береться Гр/с. Позасистемною одиницею є рад/с, 1 Гр/с = 100 рад/с.

При необхідності переходу від потужності експозиційної дози фотонного випромінювання у повітрі (P_{abs}) до потужності поглиненої дози в повітрі (повітряної керма, P_{exp}) слід використовувати такі співвідношення:

$$P_{abs} \text{ (нГр/год)} = 8,73 P_{exp} \text{ (мкР/год)}$$

Середня в органі або тканині поглинена доза (доза в органі, D_T) дорівнює відношенню сумарної енергії (E_T), що виділилася в органі чи тканині (T), до маси органа чи тканини (m_T):

$$D_T = E_T/m_T$$

Керма (від англ. "kerma" – kinetic energy released into material) – відношення суми первинних кінетичних енергій (dW_k) всіх заряджених частинок, утворених під впливом непрямого іонізуючого випромінювання в елементарному об'ємі речовини, до маси (dm) речовини в цьому об'ємі (dW_k/dm). Одиниця вимірювання керми є Грей.

Еквівалентна доза в органі або тканині (H_T) – це величина, яка визначається як добуток поглиненої дози (D_T) в окремому органі або тканині (T) та радіаційного фактора (W_R):

$$H_T = D_T W_R$$

Одиницею еквівалентної дози у системі СІ є зіверт (Зв; Sv). *Зіверт* – це енергія будь-якого виду іонізуючого випромінювання, поглиненого 1 кг біологічної тканини, при якій біологічний ефект тотожний поглиненій дозі 1 Гр контрольного рентгенівського або гамма-випромінювання.

При опроміненні живих об'єктів, у тому числі людини, одна і та ж поглинена доза викликає різний біологічний ефект залежно від виду випромінювання. Тому прийнято порівнювати біологічні ефекти від різних видів випромінювання з ефектами, спричиненими рентгенівським або слабо енергетичним гамма-випромінюванням.

Радіаційний зважуючий фактор (коефіцієнт якості) w_R – коефіцієнт, що враховує відносну біологічну ефективність різних видів іонізуючого випромінювання. Використовується винятково при розрахунку ефективної та еквівалентної доз. В рекомендаціях МКРЗ радіаційний зважуючий

фактор для нейтронів у залежності від їх енергії замінений із ступінчастої на неперервну функцію.

Для врахування нерівномірного впливу іонізуючого випромінювання на організм розрізняють ефективну дозу.

Ефективна доза (E) - сума добоуків еквівалентних доз H_T в окремих органах і тканинах на відповідні тканинні зважуючі фактори W_T :

$$E = H_T W_T$$

Використання поняття ефективної дози допускається при значеннях еквівалентних доз, нижчих за поріг виникнення детерміністичних ефектів (0.1 Зв при гострому опроміненні чи хронічному протягом року). Одиниця ефективної дози в системі СІ –Зіверт (Зв). Позасистемна одиниця – Бер.

Ефективна доза в радіаційній безпеці визначає ступінь впливу іонізуючого випромінювання на тіло людини з врахуванням відмінностей дії різних видів іонізуючого випромінювання на тканини та органи. Ефективна доза дозволяє вирівняти ризик опромінення безвідносно до того, опромінюється все тіло рівномірно чи ні. Це досягається за допомогою коефіцієнтів відношення шкоди від опромінення окремого органа або тканини до шкоди при рівномірному опроміненні всього тіла однаковими еквівалентними дозами. Ефективна доза зовнішнього опромінення тіла людини та ефективна доза внутрішнього опромінення за рахунок радіонуклідів у тілі людини, таким чином, можуть додаватися .

Тканинний зважуючий фактор – коефіцієнт, який відображає відносну імовірність стохастичних ефектів в тканині (органі). Сума всіх зважуючих факторів по всіх органах дорівнює одиниці: $\sum W_T = 1$. Використовується винятково при розрахунку ефективної дози.

За необхідності переходу від потужності експозиційної дози гамма-випромінювання радіонуклідів природного походження в повітрі (P_{abs} , мкР/год) до потужності ефективної дози (dE/dt , нЗв/год) слід користуватися таким співвідношенням:

$$dE/dt = 6,46P_{exp}$$

Поглинена доза може розподілятися в біологічних об'єктах рівномірно і нерівномірно. Відомо, що кожний орган і кожна тканина мають різне значення в життєзабезпеченні всього організму. Критичний орган – це орган або тканина, частина тіла або все тіло, опромінення яких завдає найбільшої шкоди організму. Аналогічно критичні (життєво важливі) елементи можуть бути виділені й у кожній окремій клітині, а не тільки в цілому організмі.

Практично існують три способи виділення критичних органів:

- за найбільшою радіочутливістю у певній системі організму;
- за найбільшою поглиненою дозою випромінювання;
- за вибіркоким накопиченням підвищених концентрацій певного

радіонукліда і, таким чином, отриманням найвищих ефективних еквівалентних доз випромінювання (для іншого радіонукліда критичним може бути зовсім інший орган).

Кожний із цих способів прийнятний для різних ситуацій. Перший спосіб є зручним у разі загального рівномірного зовнішнього опромінення, другий – при нерівномірному опроміненні, третій – при поглинанні радіонуклідів у різних тканинах і органах. Відомо, що такий радіонуклід, як Йод I^{131} , вибірково накопичується в щитоподібній залозі хребетних, і тому дозу оцінюють із розрахунку на цей орган. Стронцій Sr^{90} зосереджується в поверхневих шарах кісток, і дозу потрібно перерахувати на цю тканину тощо.

У випадках опромінення великих популяцій людей, особливо при аваріях, доцільно виділяти критичні групи населення. *Критична група* – це сукупність осіб серед певного контингенту людей, які за умовами проживання, віком або станом здоров'я зазнають найбільшого ризику опромінення.

Для оцінки ризику опромінення однієї людини або певної групи людей введено поняття індивідуальної та колективної еквівалентної дози, відповідно.

Слід завжди пам'ятати, що ефективна доза розраховується для «умовної людини» (усередненої по статі з характеристиками, визначеними МКРЗ у контексті радіаційного захисту, з анатомічними та фізіологічними характеристиками), а не для конкретного індивіда. Основна область застосування ефективної дози – це проведення перспективних оцінок при плануванні й оптимізації радіаційного захисту, а також для підтвердження дотримання граничних доз при проведенні регулювання. Не рекомендується використовувати ефективну дозу ні для проведення епідеміологічних оцінок, ні для проведення детальних ретроспективних досліджень індивідуального опромінення та ризику.

Колективна ефективна (еквівалентна) доза – це сума індивідуальних ефективних (еквівалентних) доз опромінення певної групи населення за певний період часу, або сума добутків середньо-групових ефективних доз на число осіб у відповідних групах, що утворюють колектив, для якого вона розраховується:

$$S = \sum E_i N_i$$

де, E_i - середня ефективна (еквівалентна) доза на підгрупу населення, N_i - число осіб в підгрупі.

Одиниця вимірювання–людино-зіверт (люд.-Зв). Позасистемна одиниця – людино-бер. 1 люд.-Зв = 100 люд.-бер. Величина колективної ефективної дози є інструментом для оптимізації контрзаходів і для порівняння різних радіаційних технологій і процедур захисту, переважно в контексті професійного опромінення. Колективна ефективна доза не є

інструментом для епідеміологічних оцінок ризику, а також для прогнозування ризику. Підсумовування дуже низьких індивідуальних доз за дуже тривалий проміжок часу є неприпустимим. Зокрема, слід утримуватися від розрахунків числа випадків смерті від раку на основі колективних ефективних доз, отриманих шляхом простого додавання індивідуальних доз.

З метою оцінки ризику виникнення небажаних біологічних ефектів залежно від часу, протягом якого була одержана доза, введена очікувана, або піввікова, еквівалентна доза внутрішнього опромінення (E_{50}). Вона є сумою еквівалентних доз, які людина одержує за певний період. При E_{50} період часу взято за 50 років для дорослих – середня тривалість періоду професійної діяльності людини, і 70 років для дітей (E_{70}). Одиниця очікуваної еквівалентної дози – Зіверт.

Співвідношення між одиницями величин дози іонізуючого випромінювання наведені в табл. 2.1.

Еквівалентна та ефективна доза в тканинах тіла та організмі людини не можуть бути виміряні безпосередньо. В зв'язку з цим, система захисту включає в себе поняття операційних величин, які можуть бути виміряні та виходячи з яких, можна оцінити еквівалентну та ефективну дози.

Таблиця 2.1. Співвідношення між одиницями величин дози іонізуючого випромінювання

Величина, її позначення	Одиниця , позначення		Співвідношення між одиницями
	СІ	Позасисте мна	
Активність радіонуклідів, А	беккерель (Бк)	кюрі (Кі)	$1 \text{ Кі} = 3,7 \cdot 10^{10}$ Бк
Експозиційна доза фотонного випромінювання, D_{exp}	кулон на кілограм, (Кл/кг)	рентген (Р)	$R = 2,58 \cdot 10^{-4}$ Кл/кг
Потужність експозиційної дози фотонного випромінювання, P_{exp}	ампер на кілограм, (А/кг)	рентген (Р)	$1 \text{ Р/с} = 2,58 \cdot 10^{-4}$ А/кг
Поглинена доза випромінювання, D	грей, (Гр)	рад (рад)	$1 \text{ рад} = 0,01 \text{ Гр}$
Потужність поглиненої дози випромінювання, P_{abs}	грей за секунду (Гр/с)	рад за секунду (рад/с)	$1 \text{ рад/с} = 0,01$ Гр/с

Кінець таблиці 2.1

Керма, К	грей (Гр)	рад (рад)	1 рад = 0,01 Гр
Еквівалентна (ефективна) доза випромінювання, H_T (Е)	зіверт, (Зв)	бер (бер)	1 бер = 0,01 Зв
Потужність еквівалентної дози випромінювання, H_T (Е)	зіверт за секунду, (Зв/с)	бер за секунду, (бер/с)	1 бер/с = 0,01Зв/с
Коллективна ефективна (еквівалентна) доза, D	людино-зіверт, (люд.-Зв)	людино-бер, (люд.-бер)	1 люд.-бер. = 0,01люд.-Зв

Основними методами виявлення іонізуючих випромінювань є:

1) іонізаційний, 2) сцинтиляційний, 3) люмінесцентний, 4) фотографічний, 5) хімічний, 6) калориметричний і 7) біологічний.

Суть *іонізаційного методу* полягає в тому, що під дією іонізуючих випромінювань відбувається іонізація опромінюваних об'єктів – повітря, води, твердих речовин, біологічних тканин тощо з утворенням позитивно і негативно заряджених іонів. Іони в лічильнику, що знаходиться під напругою, отримують направлений рух, утворюючи іонізаційний струм. Вимірюючи силу струму, можна отримати уяву про кількість (дозу) випромінювань, а вимірюючи імпульси струму, можна визначити інтенсивність випромінювання.

Детекторами для виявлення і вимірювання іонізації зазвичай служать іонізаційні камери, пропорційні лічильники, лічильники Гейгера-Мюллера і напівпровідникові лічильники.

Можливості використання цього типу детекторів визначаються їх робочими характеристиками та метою досліджень.

За принципом іонізаційного методу працюють прилади дозиметричного контролю: дозиметри (ДК-02, ДКП-50-А, ИД-1, КИД-1-6, ДКС-04, ДКГ-08А "Скаут", ДКГ-01Д "Гарант", ДКГ-05Д, ДКС-АТ3509, ДКС-АТ3509А, ДКС-АТ3509В, ДКС-АТ3509С тощо); рентгенометри (ДП-5А,Б,В), ДКС-0,5, ДРГ-01-Т, "Белла", "Прип'ять" тощо); радіометри ("Тисс", ДП-100, КРБ-1, КРА-1, "Бета", КРК-1, УМФ-1500 тощо).

Сцинтиляційний метод зоснований на реєстрації фотонів видимого світла, що виникають при збудженні атомів деяких речовин –

сцинтиляторів під дією випромінювання. Для виготовлення даного типу детекторів найчастіше використовуються кристали хімічно чистого NaI, активованого талієм.

Процес виявлення іонізуючого випромінювання відбувається в такій послідовності: γ -квант вибиває з кристала фотон, який потрапляє на фотокатод фотоелектричного помножувач (ФЕП) і, в свою чергу, вибиває з нього фотоелектрон. Фотоелектрон потрапляє на пластину - динод ФЕП і вибиває з неї до 10 електронів. Цей процес повторюється стільки разів, скільки пластин (динодів) має ФЕП. Так, при шести динодах ФЕП на виході отримують близько 1 млн. електронів (наприклад, ФЕП приладу СРП-68-01 має 14 динодів).

За цим принципом працюють: рентгенометри (СРП-68-01, СРП-88); радіометри (РКБ4-1еМ, РЖС-05); гамма-спектрометри (АМ-А-02-Ф1,2,3, АИ-1024-9505, АИ-4096, МУЛЬТИРАД- гамма, СКС-99 "СПУТНИК", СЕБ-01-70, СЕГ-001 «АКП-С»-63, СЕГ-001м «АКП-С»-63, СЕБ-01-150 та інші); автоматичні гамма - і бета-лічильники ("Гамма-12", "Бета-2" тощо) .

Люмінесцентні методи виявлення іонізуючого випромінювання оснований на ефектах радіофотолюмінесценції і термолюмінесценції. При радіофотолюмінесценції під дією іонізуючих випромінювань в люмінофорах – фосфатних скельцях (NaI, ZnS, активованих сріблом) утворюються центри фотолюмінесценції. Під час дії на них ультрафіолетових променів виникає видима люмінесценція, інтенсивність якої спочатку пропорційна дозі 10^{-2} – 10^{-1} Гр, при дозі $3,5$ – 10^{-2} Гр досягає максимуму і при подальшому збільшенні дози – падає. Під дією ультрафіолетових променів центри люмінесценції руйнуються, що дає можливість проводити вимірювання дози багаторазово.

При радіотермолюмінесценції поглинута енергія випромінювання перетворюється в люмінесценцію лише під дією температури, а її інтенсивність пропорційна дозі випромінювання. Тому дозиметри цього типу можуть слугувати накопичувачами дози. Для запобігання втрати дози необхідно підібрати фосфатні скельця, які висвітлять її при температурі близько 400°C . За цим принципом працюють дозиметри ДПГ-02, ДПГ-03, ИКСА, DTU тощо.

Фотографічний метод оснований на вимірюванні ступеня потемніння фотоемульсії під впливом іонізуючих випромінювань. Якщо опромінити фотоплівку в світлонепроникній касеті, то після її проявлення можна виявити помітне почорніння. Його ступінь в деякому діапазоні доз пропорційна експозиційній дозі. Опромінені плівки типу РМ-5-1, РМ-5-3 і РМ-5-4 дозволяють реєструвати γ -випромінювання в діапазоні експозиційних доз 0,02-2,0 Р, 0,3-12 Р, 0,01-50,0 Р відповідно.

Перевагами фотографічного методу є можливість його масового використання для індивідуального контролю, документальна реєстрація отриманої дози та неприйнятність до ударів і різких змін температури.

Недоліки даного методу – низька чутливість до малих доз, неможливість спостереження за ходом накопичення дози безпосередньо в процесі опромінення, залежність результатів вимірювань від умов проявлення плівки.

Складність використання цього методу полягає в тому, що для визначення отриманої дози необхідно мати еталон, виготовлений з такого ж матеріалу як в дозиметрі, опроміненого відомою дозою і проявленого в аналогічних умовах. Це значить, що потрібне джерело іонізуючого випромінювання, яке може створювати контрольовану дозу.

Хімічний метод заснований на тому, що під дією іонізуючих випромінювань деякі речовини можуть перетворюватись на інші. Наприклад, при опроміненні хлороформу утворюється соляна кислота. Якщо взяти хлороформ, додати до нього індикатор соляної кислоти, то при наявності іонізуючих випромінювань його забарвлення починає змінюватись. Тому на корпус такого дозиметра можна наклеїти візуальну шкалу зміни забарвлення в залежності від дози опромінення. Це дає нам можливість спостерігати за ходом її накопичення в процесі опромінення. Визначення точного значення дози проводиться на приладах типу фотоелектрокалориметрів (ФЕК), відградуєваних в одиницях дози іонізуючого випромінювання, що її спричинили.

В теперішній час зазвичай користуються так званими “сухими” (“сліпими”) феросульфатними дозиметрами, для яких використовують насичений повітрям розчин FeSO_4 в розбавленій H_2SO_4 в діапазоні вимірювання дози 20-400 Гр. Для більш високих доз (10^3 - 10^5 Гр) використовують цезієвий дозиметр (0,1 М розчин $\text{Ce}_2(\text{SO}_4)$ в 0,4 М H_2SO_4). Але продовжують використовувати й хімічні дозиметри на основі хлороформу і чотири-хлористого вуглецю, не зважаючи на те, що при оцінці відносно малих доз вони дають більшу похибку.

Чутливість хімічних методів дозиметрії значно нижча, ніж іонізаційних, сцинтиляційних, люмінесцентних і фотографічних. Крім того, для реєстрації показників необхідні значні затрати часу.

Калориметричний метод оснований на тому, що під дією іонізуючих випромінювань в опромінюваних об'єктах підвищується температура. Наприклад, при опроміненні біологічного об'єкта дозою 1000 Р, температура його тіла підвищується не менш як на 0.001°C . Цей метод використовується для вимірювання надзвичайно високих потужностей дози. Без нього було б неможливо слідкувати за ситуацією, що відбувається в ядерному реакторі.

Таким чином, кожний з перерахованих методів займає певне незамінне місце у виявленні іонізуючих випромінювань.

Біологічний метод дещо відрізняється від вищезгаданих, тому що в його основі лежать біологічні зміни в клітинах, тканинах, органах живих організмів, зумовлені дією іонізуючих випромінювань. Найбільш

розповсюдженим є метод визначення кількості клітин з абераціями хромосом у лімфоцитах периферичної крові людини.

Аберації хромосом – це їх поломки, які можуть у невеликих кількостях (до 1-1,5%) виникати при звичайних поділах клітин, і які можуть виникати при дії деяких фізичних і хімічних чинників у кількостях, що у багато разів перевищують норму. Одним з таких чинників є іонізуюча радіація. І кількість аберацій, що виникають при її дії, чітко прямо пропорційна дозі опромінення.

Для визначення кількості клітин з абераціями хромосом у людини, яка була піддана дії іонізуючої радіації, звичайним методом відбирають кров з пальця чи іншого органу. На препараті під мікроскопом чітко видні лімфоцити – великі клітини, що діляться, а в мітозі – і окремі хромосоми. У певній фазі мітозу (звичайно метафазі чи анафазі), коли всі хромосоми відокремлені одна від одної, підраховують, кількість ушкоджених хромосом, визначаючи відсоток клітин з абераціями. Зрештою, на заздалегідь приготовлених в лабораторних умовах калібровочних кривих визначають, якій кількості абераційних клітин відповідає певна доза опромінення].

У зв'язку з тим, що калібровочна крива будується на основі усереднених даних, а кожна людина має індивідуальну радіочутливість, метод може давати певну похибку в оцінці дози. Проте у більшості випадків ця похибка не перевищує 20-30%. І вона буде тим менша, чим меншим буде час між опроміненням і аналізом крові.

Визначення кількості аберацій можливе і в інших клітинах організму – кістковому мозку, епітеліальних клітинах – в усіх, котрі діляться і тому мають високу радіочутливість. Проте коротко описаний тут є найбільш зручним.

За допомогою цього методу можна визначати і дозу опромінення тварин і навіть рослин. В останніх хромосомному аналізу піддаються клітини меристем – твірних тканин, клітини котрих діляться.

До біологічного методу дозиметрії належить і метод визначення кількості вільних радикалів в зубній емалі ссавці в, в тому числі і людини, та інших хребетних, хітинових покривах комах, черепашках моллюсків. Цей метод отримав назву «ретроспективного», тому що він дозволяє визначити дозу, отриману індивідумом протягом періоду індивідуального розвитку - життя. І якщо в житті був інцидент, пов'язаний з одержанням великої дози, як, наприклад, при випробуваннях атомної зброї, аваріях на підприємствах ядерної енергетики, метод дозволяє виявити цей випадок. Саме за допомогою його у теперішній час оцінюють чи «переоцінюють», уточнюють дози, одержані військовими під час випробувань атомних бомб, ліквідаторами ядерних аварій і просто жителями забруднених радіонуклідами територій.

Залежно від призначення виділяють два класи приладів, що

використовуються для вимірювання радіоактивності в навколишньому середовищі. Це дозиметри — прилади, призначені для вимірювання експозиційної дози або потужності дози рентгенівського, γ - випромінювання, поглиненої дози або потужності поглиненої дози іонізуючих випромінювань. Радіометри - прилади, призначені для визначення питомої активності об'єктів радіометричного контролю.

У будові цих приладів особливої різниці немає. Усі вони повинні мати детектор випромінювань тієї чи іншої системи. Як правило, іонізація атомів викликає невелике збудження системи. Тому акт іонізації потрібно підсилити і зареєструвати. І, безперечно, усі ці блоки приладу повинні бути забезпечені енергією (блок живлення) .

Дозиметри визначають поглинену дозу в одиницях Грей (рад), потужність поглиненої дози — у Гр/с (рад/с), експозиційну дозу — у Кл/кг (Р) і потужність експозиційної дози — у Кл/кг⁻³ (Р/с) .

Дозиметри використовують також для визначення інтенсивності випромінювання в одиницях Вт/м² (МеВ/см²). Радіометри визначають питому об'ємну, поверхневу або масову активність відповідно в Бк/м³ (Кі/л), Бк/м³ (Кі/ см², Бк/кг (Кі/кг).

Переносні радіометри в основному використовують для визначення питомої активності поверхні ґрунту, будов, матеріалів і т.п. Стаціонарні радіометри використовують для визначення питомої масової або об'ємної активності ґрунту, рослинності, кормів, продуктів харчування, води.

Залежно від призначення дозиметри ділять на три групи :

- Кишенькові прилади для іонізуючого дозиметричного контролю;
- Переносні прилади групового дозиметричного і радіаційно-технологічного контролю;
- Стаціонарні прилади для дозиметричного і радіаційно- технологічного контролю.

Типи приладів, які використовуються для вимірювання дози, це дозиметри:

- індивідуальні (ТЛД, ДКГ – 21, АСІДК – 21 та ін.);
- пошукові (СРП 68 – 01, СРП 03Т, ДРГ 01Т, ДРГ – 3 01Т1);
- дозиметри контролю захисту (ДРГ 3 – 02 та ін.);
- лабораторні (РКС – 01, МКС – 0,5 та ін.)
- клінічні (VJ – 18, VJ - 23). Їх використовують для визначення потужності доз.

ПИТАННЯ ДЛЯ КОНТРОЛЮ ЗНАНЬ

1. Джерела радіаційного забруднення навколишнього середовища (природні та техногенні).
2. Класифікація видів джерел забруднювання навколишнього середовища та їх характеристики
3. Види іонізуючого випромінювання та особливості їх взаємодії з речовиною.
4. Заходи захисту населення від іонізуючого випромінювання.
5. Основні документи, які регламентують санітарні норми і правила та гігієнічні нормативи у галузі радіаційної гігієни в Україні.
6. Активність. Активність питома, об'ємна. Одиниця вимірювання радіоактивності в системі СІ, зв'язок з позасистемною одиницею.
7. Надати поняття поглиненої, експозиційної, еквівалентної та ефективної дози, колективної ефективної (еквівалентної) дози. Формули розрахунку.
8. Одиниці вимірювання поглиненої, експозиційної, еквівалентної та ефективної дози в системі СІ, зв'язок з позасистемними одиницями.
9. Поняття і формули розрахунку потужності поглиненої, експозиційної, еквівалентної та ефективної дози. Одиниці вимірювання.
10. Методи виявлення іонізуючих випромінювань та прилади дозиметричного контролю.

ПРИКЛАДИ ТЕСТОВИХ ЗАВДАНЬ

1. Постійна розпаду показує тривалість життя:
А. атома В. електрона; С. нейтрона; D. радіонукліда.
2. Альфа-розпад - це випромінювання радіоактивним ядром:
А. протонів В. нейтронів; С. ядер гелію; D. важких ядер.
3. Гальмівне випромінювання має місце при взаємодії бета-частинки з:
А. атомами В. ядрами;
С. атомними електронами; D. вільними електронами.
4. Гамма-промені, проходячи крізь речовину, взаємодіють з:
А. атомами; В. атомними і вільними електронами;
С. ядрами; D. нейтронами.
5. Фотоефект матиме місце при взаємодії гамма-квантів із:
А. ядрами речовини; В. вільними електронами;
С. атомними електронами; D. протонами.

6. Утворення пар "електрон-позитрон" в кулонівському полі ядра має місце при взаємодії гамма-квантів з:
- А. вільними електронами;
 - В. атомними електронами;
 - С. ядрами речовини;
 - Д. протонами.
7. Для урахування залежності біологічних ефектів від виду випромінювання прийнято біологічні ефекти від різних видів випромінювання порівнювати з ефектами, спричиненими
- А. електронами
 - В. нейтронами
 - С. рентгенівським або слабоенергетичним гамма-випромінюванням
 - Д. протонами
8. Еквівалентна доза опромінення враховує:
- А. міру іонізації повітря
 - В. вид випромінювання радіоактивного ядра
 - С. поглинання енергії речовиною
 - Д. особливості радіаційного ефекту у біологічній тканині
9. Потужність поглиненої дози опромінення - це відношення:
- А. експозиційної дози опромінення до одиниці часу
 - В. еквівалентної дози опромінення до одиниці часу
 - С. поглиненої дози опромінення до одиниці часу
 - Д. ефективної еквівалентної дози опромінення до одиниці часу
10. Внутрішнє опромінення людини створюється радіонуклідами, що потрапляють в організм :
- А. з їжею;
 - В. крізь шкіру;
 - С. з водою і повітрям;
 - Д. з їжею, водою, повітрям і через шкіру.
11. Коефіцієнт, що враховує відносну біологічну ефективність різних видів іонізуючого випромінювання, це
- А. тканинний зважуючий фактор;
 - В. коефіцієнт накопичення;
 - С. радіаційний зважуючий фактор (коефіцієнт якості);
 - Д. коефіцієнт переходу.
12. Позасистемною одиницею вимірювання експозиційної дози є
- А. кюрі;
 - В. беккерель;
 - С. зіверт;
 - Д. рентген.
13. Метод виявлення іонізуючих випромінювань, оснований на реєстрації фотонів видимого світла, що виникають при збудженні атомів деяких речовин, це
- А. іонізаційний метод
 - В. сцинтиляційний метод
 - С. люмінесцентний метод
 - Д. хімічний метод

ЛІТЕРАТУРА

1. Герсимов О.І., Андріанова І.С. Фізика в задачах : Підручник / ОДЕКУ. Х.: ФОП Панов А.М., 2017. 564с.
2. Базаров И.П., Геворкян Э.В., Николаев П.Н. Неравновесная термодинамика и физическая кинетика. М.: Из-во МГУ, 1989. 240с.
3. Чалый А.В. Неравновесные процессы в физике и биологии : Учебное пособие. К.: Наукова думка, 1997. 181с.
4. Герасимов О.І. Елементи фізики довкілля : Навчальний посібник. Одеса: вид-во «ТЭС», 2004. 144с.
5. Герасимов О.І., Настасюк В.А. Основи екологічної фізики : Методичні вказівки. Одеса: ОДЕКУ, 2003. 61с.
6. Зельдович Я.Б., Мышкис А.Д. Элементы математической физики. М.: Наука, 1973. 352с.
7. Андріанова І.С. Спецсеминар «Фізичні принципи в екології», ч.1 : Конспект лекцій. Одеса: ОДЕКУ, 2006. 59с. (ел.версія)
8. Румер Ю.Б., Рывкин М.Ш. Термодинамика, статистическая физика и кинетика. М.: Наука, 1972. 400с.
9. Герасимов О.І. Фізична кінетика в задачах і прикладах. Одеса: ОГМІ, 1998. 89с.
10. Герасимов О.І., Андріанова І.С. Фізична кінетика радіонуклідів : Конспект лекцій. Одеса: ОДЕКУ, 2008. 37с. (ел.версія)
11. Герасимов О.І. Технології захисту навколишнього середовища : Підручник. Одеса: ТЕС, 2019. 266с.
12. Курятников В.В., Кільян А.М. Системи та прилади контролю параметрів довкілля : Конспект лекцій. Одеса: ОДЕКУ, 2018. 73 с. (ел.версія)
13. Вальтер А.К., Залюбовский И.И. Ядерная физика : Учеб. для вузов по спец. «Ядерная физика» / 4-е изд., перераб. и доп. Х.: Основа, 1991. 480с.
14. Радиация. Дозы, эффекты, риск. /Перевод с англ. Ю.А. Банникова. М.: Мир, 1988. 80с.
15. Іванов Є.А. Радіоекологічні дослідження : Навч. посібник. Львів: Видавничий центр ЛНУ імені Івана Франка, 2004. 149 с
16. Батлук В.А. Радіаційна екологія : Навч. посіб. К: Знання, 2009. 309с.
17. Кутлахмедов Ю.О., Корогодін В.І., Кольтовер В.К. Основи радіоекології : Навч. посіб. К.: Вища шк., 2003. 319с.
18. Гудков І.М., Гайченко В.А., Кашпаров В.О., Кутлахмедов Ю.О., Гудков Д.І., Лазарев М.М. Радіоекологія : Навч. посіб. К.: 2010. 417с.
19. Авсеенко В.Ф. Дозиметрические и радиометрические приборы и измерения. К: «Урожай», 1990. 144с.

Навчальне електронне видання

Герасимов Олег Іванович
Андріанова Ірина Сергіївна

ВСТУП ДО ФАХУ

Конспект лекцій

Видавець і виготовлювач

Одеський державний екологічний університет

вул. Львівська, 15, м. Одеса, 65016

тел./факс: (0482) 32-67-35

E-mail: info@odeku.edu.ua

Свідоцтво суб'єкта видавничої справи

ДК № 5242 від 08.11.2016