

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
ОДЕСЬКИЙ ДЕРЖАВНИЙ ЕКОЛОГІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ

І.С. Андріанова, А.О. Затовська

„ФІЗИЧНІ ПРИНЦИПИ ВЗАЄМОДІЇ ІОНІЗУЮЧОГО
ВИПРОМІНЮВАННЯ З РЕЧОВИНОЮ ”

Конспект лекцій

Одеса

2008

ББК 22.3
А 65
УДК 539.1

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

Андріанова І.С., Затовська А.О. „Фізичні принципи взаємодії іонізуючого випромінювання з речовиною”

Конспект лекцій спрямований на поліпшення засвоєння студентами матеріалів спеціальної дисципліни „Фізичні принципи взаємодії іонізуючого випромінювання з речовиною”. Розглянуті у конспекті питання із достатньою для фахових вимог повнотою формують уявлення про предмет та головні напрямки застосування цієї дисципліни не тільки у ядерній фізиці, але й у суміжних з нею галузях науки і техніки, серед яких радіоекологія виступає однією з самих значних.

Конспект розроблено для студентів-екологів старших курсів. Він також може бути корисним і для студентів інших спеціальностей природничих напрямків підготовки.

© Андріанова І.С., Затовська А.О., 2008
© Одеський державний екологічний
університет, 2008

Зміст	стр.
1. Вступ. Загальна характеристика взаємодії іонізуючого випромінювання з речовиною.	4
2. Утрати енергії важкими зарядженими частинками.	8
3. Проходження легких заряджених частинок у речовині	11
4. Іонізаційна здатність заряджених частинок	17
5. Довжина пробігу заряджених частинок	18
6. Проходження γ - випромінювання через речовину	20
7. Інші механізми взаємодії ядерних частинок з речовиною.	27
8. Дія іонізуючих частинок на речовину.	33
9. Хімічна дія іонізуючого випромінювання.	37
10. Дія іонізуючого випромінювання на живі організми. Кількісна оцінка радіо пошкоджень.	38
Література	42

1. Вступ. Загальна характеристика взаємодії іонізуючого випромінювання з речовиною.

Процеси, що виникають при проходженні частинок через речовину, мають велике значення не тільки для ядерної фізики, але й для стичних з нею галузей науки і техніки, серед яких радіоекологія виступає однією з самих значних. Без доброго знання цих процесів неможливо зрозуміти фізичні основи методів реєстрації випромінювань, або, наприклад, розрахувати товщину бетонної стінки для радіаційного захисту від ядерних випромінювань прискорювача елементарних частинок.[1]

Таким чином, дослідження цих процесів важливо:

по перше, для ядерної фізики. Само поняття про атомне ядро виникло із експериментів по проходженню α - частинок через речовину; інформація про структуру ядер та нуклонів отримана із експериментів по розсіюванню електронів, нейтронів та інших частинок на ядрі;

для побудови різноманітних лічильників та детекторів ядерних частинок;

для виявлення наслідків такої взаємодії;

для загально фізичної мети дослідження властивостей речовини;

для створення методів захисту від іонізуючого випромінювання.

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

1. Що відбудеться з частинками, який шлях вони пройдуть, як витратять енергію, куди зникнуть і т. і.

Наприклад, можливі чотири варіанти сценарію: іонізуюча частинка змінила напрям, зникла у речовині, багато разів змінювала напрям руху і вийшла з речовини, втративши енергію, не змінила напрям руху.

2. Що відбудеться з речовиною: збудження та іонізація атомів, поява вторинної радіоактивності, руйнування молекул, утворення різноманітних дефектів, зміна структури та деяких властивостей, ядерні перетворення та інше.

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

Величину середнього потенціалу іонізації I атомів речовини розраховують за емпіричною формулою

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

де Z – зарядове число атомів речовини.

Порівняно з потенціалом іонізації вище зазначені енергії частинок називають високими. Найбільший інтерес складає інтервал енергій від декількох кеВ до 10 Мев.

Загальна картина проходження частинок високих енергій через речовину надзвичайно складна. Частинки зіштовхуються з електронами, які знаходяться на різних оболонках атомів речовини, розсіюються кулонівськими полями ядер, а при достатньо високих енергіях викликають і різні ядерні реакції. Крім того, при високих енергіях неминуче виникають різноманітні другорядні ефекти. Наприклад, пучок високо енергетичних електронів породжує у речовині потік вторинних γ - квантів, які необхідно враховувати при розрахунку, наприклад, радіаційного захисту.

Це, однак, зовсім не свідчить, що процеси проходження часток через речовину зовсім не підлягають розрахунку. Цілий ряд важливих величин, що характеризують ці процеси, вдається розрахувати або, хоча б, оцінити. Цьому сприяють такі фактори.

По-перше, при проходженні заряджених часток і γ - квантів через речовину головну роль відіграють добре вивчені електромагнітні взаємодії. Роль ядерних взаємодій у більшості випадків є незначною внаслідок короткодії ядерних сил, а також через набагато більшу кількість електронів у речовині порівняно з кількістю ядер.

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

При розгляданні окремих конкретних процесів можливі додаткові спрощуючі припущення.

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

Розглянемо фактори, що визначають течію процесу проходження частинки через речовину. З попереднього зрозуміло, що вони пов'язані і з властивостями частинок, і з властивостями речовини. Головну роль виграють такі характеристики частинок і речовини:

Заряд	}	частинки	}
Маса			
Енергія			
Густина (кількість електронів в одиниці об'єму)	}		
Атомний номер речовини			
Середній іонізаційний потенціал			

Наведений перелік властивостей далеко не повний. Для процесів проходження, однак, несуттєві спін частинок, температура речовини, твердість речовини (захисти із графіту та алмаза еквівалентні) і т.і. [2,3]
 Нагадаємо формули, за якими визначаються деякі з наведених вище величин.

Густина: $\rho = \frac{dm}{dV}$;

чисельна густина, тобто кількість молекул в одиниці об'єму речовини:

$$n = \frac{dN}{dV}.$$

$N = \nu N_A$, де $\nu = m/M$ - кількість молей речовини.

Тоді
$$n = \frac{mN_A}{VM} = \rho N_A / M,$$

і кількість електронів в одиниці об'єму визначається за формулою

$$n_e = Z\rho N_A / M.$$

Тут Z – зарядове число (чи порядковий номер) атомів речовини.

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

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

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

Наприклад, для води $I = 72.6$ еВ.

Види взаємодій:

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

До величин, що характеризують процес взаємодії, відносяться:
 лінійні втрати енергії (dE/dx) - зменшення енергії, яке приходиться на одиницю шляху. Розмірність цієї величини в ядерній фізиці позасистемна – Мев/см. Часто використовуються питомі втрати енергії $(dE/dx)/\rho$. [3]

Розглядають також переріз процесів – σ

та R - повний пробіг частинки, тобто відстань, яку вона пройде в речовині до зупинки.

За механізмом проходження через речовину частинки можна розділяти за зарядом (на заряджені та нейтральні).

Для заряджених частинок самими значними механізмами взаємодії є іонізація та збудження атомів. Зв'язані з цими процесами втрати енергії отримали загальну назву іонізаційних утрат.

Заряджені частинки в залежності від маси поділяють на:

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

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

Нейтральні частинки можна поділити на без масові (γ -кванти), легкі (нейтрино) та важкі (нейтрони).

При проходженні заряджених частинок, рентгенівських променів та γ -квантів головну роль грає електромагнітна взаємодія. Роль ядерних взаємодій у більшості випадків невелика внаслідок короткодіючого характеру ядерних сил. Навпаки, нейтрони взаємодіють тільки з атомними ядрами за допомогою ядерних сил. Для нейтрино характерна тільки слабка взаємодія, і вони можуть вільно проходити крізь речовину.

Коли заряджена частинка проходить через речовину, то вона втрачає свою енергію завдяки електромагнітній взаємодії з електронами в атомах речовини. При цьому останні переходять у збуджений стан та втрачають електрони, тобто іонізуються.

Енергія цих станів приймає безперервні значення, якщо електрон після взаємодії залишає атом, або буде дискретною, якщо електрон переходить на збуджений рівні атома.

В обох випадках збільшення енергії електрона відбувається за рахунок кінетичної енергії падаючої частинки.

Треба відрізнити первинну та вторинну іонізацію.

Утрачаючи енергію, заряджена частинка гальмується, тобто рухається з прискоренням. А за законами електродинаміки така частинка повинна випромінювати енергію у вигляді електромагнітного випромінювання. Таке випромінювання зветься радіаційним. Потужність радіаційного випромінювання пропорційна четвертій степені прискорення, а оскільки прискорення обернено пропорційне масі, то ця потужність обернено пропорційна четвертому ступеню маси і буде мати значення лише для легких заряджених частинок, тобто електронів та позитронів.

2. Утрати енергії важкими зарядженими частинками.

Визначимо величину енергії, яку частинка втрачає на одиниці шляху.

Розглянемо електрон із масою m , що знаходиться на відстані b (прицільний параметр) від траєкторії іонізуючої частинки, маса якої M , заряд Ze та швидкість руху v . [4]

Розрахунок проводиться при таких припущеннях:

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

$$pb \gg \hbar.$$

2) Швидкості атомних електронів середовища значно менші за швидкості частинки. Це дозволяє нехтувати зміщенням електрона під час зіткнення

при виконанні умови : $E \gg \frac{M}{m} E_e$,

де M – маса частинки, m – маса електрона.

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

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

Очевидно, що перші два припущення не виконуються при дуже малих параметрах зіткнення, а останнє – при дуже великих.

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

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

Завдяки руху частинки напрямок дії електростатичної сили змінюється. Але внаслідок симетрії складова повного імпульсу сили в напрямку, паралельному траєкторії частинки, буде дорівнювати нулю: знак повздовжньої складової змінюється при переході через точку O , внаслідок чого прирощення повздовжньої складової буде компенсовано її зменшенням. (Див. рис.1.)

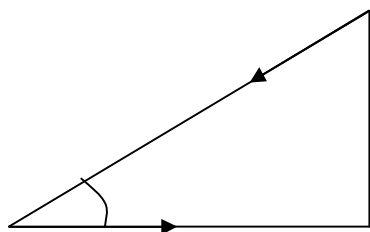


Рис. 1.

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

$$dP = -F \sin \varphi \cdot dt, \text{ або } dP = -\frac{F \sin \varphi}{v} dx,$$

де dx – шлях, пройдений частинкою за час dt .

Обираємо за незалежну змінну кут $d\varphi$: $r = b/\sin \varphi$;

$x = b \cot \varphi$; $dx = -\frac{b}{(\sin^2 \varphi)} \cdot d\varphi$. Тоді

$$dP = \frac{Ze^2 \sin \varphi}{b^2} \cdot \frac{b}{v} d\varphi.$$

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

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

Щоб врахувати всі електрони, із якими може зіткнутися частинка, розглянемо круговий циліндр, вісь якого (вісь Oх) співпадає із траєкторією частинки, а бокова поверхня проходить через точку, в котрій знаходиться електрон.

Величина імпульсу, що отримує електрон,

$$P = \frac{2ze^2}{vb},$$

а отримана ним енергія дорівнює

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

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

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

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

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

Можна показати, що

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

де ν - середня частота коливань електронів

Тут I – середній іонізаційний потенціал атомів поглиначя, виражений в ергах. Більш точний розрахунок для важких заряджених частинок дає

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{іон.}} = \frac{4\pi z^2 e^4 n}{v^2 m} \left(\ln \frac{2v^2 m}{I(1-\beta^2)} - \beta^2 \right)$$

Можна показати, що якщо іонізуюча важка заряджена частинка взаємодіє з електронами речовини, то на одиницю шляху втрачає енергію (у класичному, тобто нерелятивістському випадку)

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{іон}}^T = \frac{4\pi e^2}{m_0} \left(\frac{ze}{v}\right)^2 n \ln \frac{2m_0 v^2}{I(Z)} \quad (2.1)$$

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

Кількість електронів в одиниці об'єму можна розрахувати за формулою

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

μ - атомна вага, Z - порядковий номер атома речовини, $I(Z)$ - середній потенціал іонізації атомів речовини.

Його наближено можна оцінити за формулою

$$I(Z) = 13.5 Z.$$

З формули (3.1) можна зробити висновок: α - частинка, що рухається з якоюсь швидкістю v , на одиницю шляху втрачає у чотири рази більшу енергію, ніж протон, що рухається з такою ж швидкістю.

Лінійні витрати енергії можна виразити через енергію іонізуючої частинки E ,

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

M – маса цієї частинки.

наприклад, для α - частинки з врахуванням її маси та заряду

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{іон}}^{\alpha} = \frac{8\pi e^4 4M_p n}{2m_0 E} \ln \frac{4m_0 E}{M I(Z)}, \quad (2.3)$$

де M_p – маса протона.

A лінійні іонізаційні втрати для протона

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ион}}^{\alpha} = \frac{2\pi e^4 M_h n}{2m_0 E} \ln \frac{4m_0 E}{M I(Z)}. \quad (2.4)$$

З цих двох останніх формул можна зробити висновок, що α - частинка, що має енергію E , на одиницю шляху втрачає у шістнадцять разів більшу енергію, ніж протон, що має таку саму енергію.

Радіаційні втрати енергії у протона набагато більші, ніж у α - частинки, але ж ними теж можна нехтувати порівняно з іонізаційними втратами.

Залежність лінійних втрат складним чином залежить від енергії – логарифм зростає, а попередній множник зменшується з енергією, тобто у такій залежності є екстремум.

Для спрощування розрахунку іонізаційних втрат формулу (3.1) можна записати

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ион}}^{\alpha} = \frac{Bn}{E} \ln \frac{AE}{I(Z)}. \quad (2.5)$$

де коефіцієнти A та B залежать від того, які іонізуючі частинки розглядаються. Їх легко розрахувати. Так, наприклад, для протонів

$B_p = 3.84 \cdot 10^{-28}$ (у таких одиницях, що коли у (3.5) енергія береться у МеВ, то лінійні втрати виражаються у ерг/см).

Для дейтрона

$$B_d = 2B_p = 7.68 \cdot 10^{-28}$$

Для α - частинки

$$B_{\alpha} = 16B_p = 61.3 \cdot 10^{-28}$$

3. Проходження легких заряджених частинок у речовині.

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

Основні особливості руху легких частинок у речовині:

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

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

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

Іонізаційні втрати.

Іонізаційні втрати визначаються електромагнітною взаємодією частинки з електронами речовини, внаслідок чого атоми іонізуються або збуджуються, а частинки втрачають свою енергію. Механізм іонізаційних втрат для електронів, таким чином, не відрізняється від такого для інших заряджених частинок. Тому для лінійної втрати енергії залишається справедливою формула, яка була отримана в попередньому параграфі для важких часток

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

але з іншими b_{\max} і b_{\min} внаслідок малої маси електронів і ефектів квантово-механічного обміну.

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

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{іон.}} = \frac{2\pi e^4 n}{v^2 m} \left(\ln \frac{v^2 m E}{2\langle I^2 \rangle (1-\beta^2)} - (2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2) \ln 2 + 1 - \beta^2 + \frac{1}{8}(1 - \sqrt{1-\beta^2}) \right), \quad (3.1)$$

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

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

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

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 n}{mv^2} \ln \frac{mv^2}{2\langle I \rangle}. \quad (3.2)$$

При $E \gg mc^2$ (**ультра релятивістський** випадок) із (3.1) отримуємо

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi e^4 n}{mc^2} \left(\ln \frac{E^2}{2\langle I^2 \rangle \sqrt{1-\beta^2}} + \frac{1}{8} \right). \quad (3.3)$$

На відміну від важких частинок для електронів важливі обидва граничних випадки, оскільки для електронів гранична енергія (енергія спокою) mc^2 дорівнює 0,511 МеВ, тому електрон стає ультра релятивістським вже при енергіях в декілька МеВ.

Порівняємо іонізаційні втрати легких та важких частинок.

В обох випадках іонізаційні втрати, переш за все, визначаються множником перед логарифмом, оскільки логарифм повільно змінюється із зміною параметрів, які характеризують рух частинок. Цей множник у випадку руху однократно заряджених частинок практично однаковий. Тому при **однакових швидкостях** руху іонізаційні втрати важкої й легкої частинок приблизно однакові. Це зрозуміло, оскільки іонізаційні втрати виникають внаслідок дії електричного поля частинки на електрони середовища, а поля частинок з однаковими зарядами та швидкостями будуть однаковими.

Але, якщо порівнювати іонізаційні втрати однозарядних частинок **однакової енергії**, результат буде зовсім іншим. [5,6]

1. Коли рух обох частинок – нерелятивістський, при однакових енергіях швидкості частинок обернено пропорційні кореню з відношення мас. Тому важка частинка при тій самій енергії має меншу швидкість і ефективно діє на кожний електрон середовища на протязі більшого часу, внаслідок чого швидше втрачає енергію.

Наприклад, лінійні іонізаційні втрати протона приблизно в 2000 разів перевищують лінійні втрати електрона тієї самої енергії.

2. Більш цікавий випадок, коли при однаковій енергії електрон – ультра релятивістський, а протон ще можна вважати нерелятивістським. Тоді електричне поле протона залишається сферично-симетричним, а в електрона – стиснене в напрямку руху й розтягнуте в поперечному напрямку. Це приводить до сильного зростання іонізаційних втрат енергії електрона.

Розглянемо приклад. Нехай протон і електрон мають однакові кінетичні енергії в 5 МеВ. З порівняння з енергією спокою частинок ($E_{0e}=0,511$ МеВ; $E_{0p}=1836$ МеВ) впливає, що протон можна вважати нерелятивістським, а електрон – ультра релятивістський і його кінетична енергія майже не відрізняється від повної.

Тоді відношення лінійних втрат частинок дорівнює

$$\frac{\left(\frac{dE}{dx}\right)_p}{\left(\frac{dE}{dx}\right)_e} = \frac{2\pi n e^4 M / E m}{2\pi n e^4 / m c^2} \cdot \frac{\ln\left(\frac{2Em}{M\langle I \rangle}\right)}{\ln\left(\frac{E^2}{2\langle I \rangle^2 \sqrt{1-\beta^2}}\right)} = \frac{M c^2 \ln A}{E \ln B},$$

Вважаємо $\langle I \rangle \approx 10eV$, $\frac{M}{m} \approx 2000$, а величину $\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$, нехтуючи різницею між повною й кінетичною енергією, оцінюємо зі співвідношення $E \approx \frac{E_0}{\sqrt{1-\beta^2}}$.

Отримуємо $\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{E}{E_0} = \frac{5\text{MeV}}{0,5\text{MeV}} \approx 10$.

Тоді $A = \frac{2Em}{M\langle I \rangle} \approx \frac{2 \cdot 5}{2000 \cdot 10 \cdot 10^{-6}} = 5 \cdot 10^2$; $\ln A = 6,2$;

$B = \frac{E^2}{2\langle I \rangle^2 \sqrt{1-\beta^2}} \approx \frac{5^2 \cdot 10^{12} \cdot 10}{2 \cdot 10^2} = 1,25 \cdot 10^{12}$; $\ln B = 27,9$.

Звідки іонізаційні втрати протона перевищують аналогічні втрати електрона приблизно в 40 разів:

$$\frac{\left(\frac{dE}{dx}\right)_p}{\left(\frac{dE}{dx}\right)_e} = \frac{938}{5} \cdot \frac{6,2}{27,9} \approx 44 \text{ (рази)}.$$

3. Останній випадок: обидві частинки – ультра релятивістські. Тоді, вважаючи $v \approx c$, із () і () отримуємо:

$$\begin{aligned} -\left(\frac{dE}{dx}\right)_p &= \frac{4\pi n e^4}{mc^2} \left(\ln \frac{mc^2}{\langle I \rangle (1-\beta_p^2)} \right); \\ -\left(\frac{dE}{dx}\right)_e &= \frac{2\pi n e^4}{mc^2} \left(\ln \frac{E^2}{2\langle I \rangle^2 \sqrt{(1-\beta_e^2)}} \right). \\ \frac{\left(\frac{dE}{dx}\right)_p}{\left(\frac{dE}{dx}\right)_e} &= 2 \frac{\ln A}{\ln B}. \end{aligned}$$

В ультра релятивістському випадку кінетичну енергію обох частинок можна вважати рівній повній енергії:

$$E = mc^2 / \sqrt{1-\beta_e^2}, \quad E = Mc^2 / \sqrt{1-\beta_p^2}.$$

Звідки

$$\frac{1}{\sqrt{1-\beta_e^2}} = \frac{E}{mc^2}; \quad \frac{1}{\sqrt{1-\beta_p^2}} = \frac{E}{Mc^2}.$$

Тоді

$$\ln A = \frac{mc^2}{\langle I \rangle (1-\beta_p^2)} = \frac{m}{M} \cdot \frac{E^2}{\langle I \rangle Mc^2}; \quad \ln B = \frac{E^2}{2\langle I \rangle^2 \sqrt{1-\beta_e^2}} = \frac{E^3}{2\langle I \rangle^2 mc^2}.$$

При

$E=10 \text{ GeV}$; $\langle I \rangle \approx 10\text{eV}$, $\frac{m}{M} \approx \frac{1}{2000}$; $Mc^2 = 938 \text{ MeV} \approx 1\text{GeV}$; $mc^2=0,5 \text{ MeV}$

отримуємо

$$\ln A = \ln(5 \cdot 10^6) = 15,4; \quad \ln B = \ln 10^{22} = 50,6;$$

$$\frac{\left(\frac{dE}{dx}\right)_p}{\left(\frac{dE}{dx}\right)_e} = 2 \cdot \frac{15,4}{50,6} = 0,6 \quad - \text{ втрати енергії електрона навіть більші, ніж у}$$

протона, що пояснюється більш значною зміною електричного поля електрона, швидкість якого є більшою.

Радіаційні втрати.

З електродинаміки відомо, що заряджені частинки, які рухаються прискорено, обов'язково випромінюють електромагнітні хвилі. Таке випромінювання називають гальмовим, а відповідні затрати енергії називають гальмовими.

У нерелятивістському квантовому наближенні інтенсивність гальмового випромінювання визначається формулою

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

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

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

електронів, оскільки $\frac{M_p}{m} = 1836$.

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

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

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

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{rad.} = \frac{E}{l_r}. \quad (3.4)$$

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

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

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

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

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

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

Порівняємо радіаційні та іонізаційні втрати.

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

$$\frac{(-dE/dx)_{rad.}}{(-dE/dx)_{ion}} = \frac{Z \cdot E(\text{MeV})}{800}$$

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

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

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

радіаційні довжини l_r для повітря	300 м.
алюмінію	10 см.

міді	1.4 см.
свинцю	0.5 см
критичні енергії для тих самих об'єктів	83 MeV
	47 MeV
	21.5 MeV
	6.9 MeV

Радіаційні довжини L_r і критичні енергії ряду речовин наведені в таблиці 3.1.

Таблиця 3.1.

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

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

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

4. Іонізаційна здатність заряджених частинок.

При іонізаційних зіткненнях малі втрати енергії більш вірогідні, ніж великі. Таким чином, важка заряджена частинка втрачає свою енергію малими порціями, тому імпульс частинки в кожному окремому випадку зіткнення практично не змінюється, і шлях у речовині, не зважаючи на велику кількість зіткнень, є прямолінійним. [5]

Можна оцінити іонізаційну здатність чи питому іонізацію (кількість іонних пар, що утворюються на одиницю довжини пробігу частинки). Іонізаційні втрати дорівнюють

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

де w – енергія, що необхідна на утворення одної іонізаційної пари.

Енергія, що витрачається в середньому на утворення однієї пари іонів, мало залежить і від енергії (швидкості) частинки, і від сорту поглинаючої речовини і приблизно дорівнює 33 еВ, Наприклад, для α - частинки у повітрі $w = 35 \text{ еВ}$, і в точці мінімуму іонізаційних втрат у повітрі при нормальних умовах вона утворює приблизно 35-40 іонних пар на 1 см пробігу.

α - частинки - це ядра атома гелію, вони складаються з двох протонів та двох нейтронів, тому $q = 3.20 \cdot 10^{-19} \text{ Кл.}$, $m = 7 \cdot 10^{-27} \text{ кг.}$ Таким чином, це заряджені масивні частинки. При проходженні через речовину вони іонізують чи збуджують атоми, витрачаючи при цьому свою енергію, і нарешті зупиняються.

Завдяки далеко діючому характеру кулонівської взаємодії α - частинки з електронами речовини, вона встигає іонізувати велику кількість атомів. При

зіткненні з окремими електронами, завдяки більшій масі, частинка незначно відхиляється від свого шляху. Тому її рух у речовині практично прямолінійний.

У нерелятивістському випадку

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

де m_0 - маса електрона, z - зарядове число іонізуючої частинки, v - її швидкість, Z - порядковий номер атома.

Лінійні втрати енергії можна виразити через енергію іонізуючої частинки E , наприклад для α - частинки з врахуванням її маси та заряду

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ион}}^\alpha = \frac{8\pi e^4 M n}{2m_0 E} \ln \frac{4m_0 E}{M I(z)}$$

де M - маса α - частинки.

5. Довжина пробігу заряджених частинок

Пробіг іонізуючих частинок у речовині визначається лінійними втратами енергії за формулою

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

Якщо підставити формулу для лінійних втрат, то отримаємо

$$R = \frac{m}{2\pi e^4 z^2 n} \int_E^0 \frac{EdE}{\ln \frac{4mE}{MI(Z)}}$$

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

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

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

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

Для дейтрону $R_d(1,99901E_p) = 1.99901R_p(E_p)$, $R_d = 2R_p$, пробіг дейтронів з енергією $E_d = 200$ MeV удвічі більший за пробіг протонів з енергією $E_p = 100$ MeV.

Для α -частинок відоме співвідношення Гейгера, за яким для α -частинок з енергією в декілька MeV пробіг пропорційний кубу швидкості.

Але ж для таких частинок відомі й ще інші формули для пробігу. Наприклад, у повітрі при нормальних умовах для енергій в інтервалі 4 MeV – 7 MeV

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

Для пробігу у речовині з масовим числом A відома емпірична формула

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

Пробіг частинки в повітрі можна розрахувати за емпіричною наближеною формулою

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

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

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

2. при енергіях більших, ніж критичні, втрати енергії в основному радіаційні.

Для них енергія зменшується за експоненціальним законом

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

Тому поняття пробігу для електрона деякої енергії в конкретній речовині не є однозначним (див рис. 2).

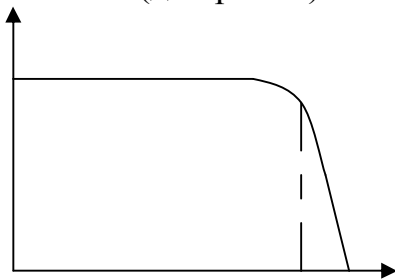


Рис.2.а

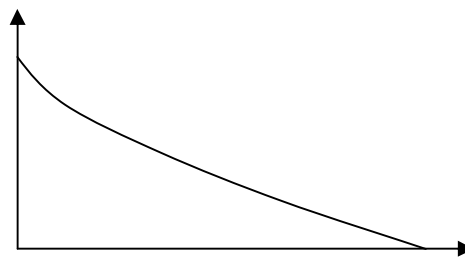


Рис.2. б

На рисунках представлена залежність кількості заряджених частинок N , які пройшли через шар речовини, від товщини x цього шару. Для важких частинок (рис.2.а) крива залежності спочатку – горизонтальна, а потім різко спадає до нуля. Для електронів (рис.2.б) ця крива плавно спадає зі збільшенням товщини.

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

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

Наприклад, для моно енергетичних електронів дає задовільні результати формула

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

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

Середнім пробігом зветься середня товщина шару, який електрон проходить у речовині. Для середнього пробігу емпіричні формули мають вигляд $R(\text{г/см}^2) = 0.407 E^{1.38}$ для енергій в інтервалі 0.15 MeV – 0.8 MeV;

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

Але радіаційні втрати важливо враховувати для електронів-частинки.

6. Проходження γ -випромінювання через речовину.

Властивості та джерела γ -квантів.

До γ -квантів відносяться електромагнітні хвилі з довжиною хвилі, значно меншою, ніж міжатомні відстані, тобто з $\lambda \leq 10^{-12} \text{ м}$, відповідні частоти $\omega \geq 10^{19} \text{ с}^{-1}$. [1,3]

У сучасних прискорювачах отримують γ -кванти з енергією до 20 GeV. Для практичних цілей використовують кванти з енергіями ($10^4 - 10^7$) eV. γ -кванти випромінюються ядрами при переході останніх зі збуджених станів до основного стану чи до менш збудженого стану. γ -випромінювання часто супроводжує ядерні перетворення. Наприклад при β -розпаді деяких ядер утворюються дочірні ядра у збуджених станах, з яких ці ядра (іноді поступово) переходять у основний стан. Внаслідок випромінюються γ -кванти.

Приклад: при β -розпаді ^{24}Na в ^{24}Mg випромінюються γ -кванти з енергіями 2.75 MeV та 1.37 MeV.

Збуджені ядра, які мають можливість випромінювати фотони високих енергій, можуть виникати також внаслідок попереднього α -розпаду. Однак, γ -кванти мають за звичаєм невеликі енергії (менші за 0.5 MeV).

Кванти рентгенівського випромінювання (їх енергія на декілька порядків нижче за енергії γ -квантів) утворюються при гальмуванні електронів на катоді. Проходження цього випромінювання через речовину має практично такі ж наслідки, як і проходження γ -квантів.

Механізми взаємодії γ - випромінювання з речовиною

Подібно зарядженим частинкам, потік γ - квантів поглинається в основному завдяки електромагнітним взаємодіям. Однак, механізм взаємодії - інший, в основному з двох причин:

1. γ - кванти не мають заряду, тому їм не притаманна далекодіюча кулонівська взаємодія: взаємодія γ - квантів з електронами відбувається в області порядку 10^{-13} м. Тому їх зіткнення з електронами та ядрами речовини відбуваються порівняно рідко. Однак, при зіткненні, як правило, γ - кванти різко відхиляються від свого шляху, тобто практично вибувають з пучка.
2. Гама-кванти не мають маси покою, тобто вони не можуть сповільнюватися – вони поглинаються чи розсіюються на великі кути, рухаючись тільки зі швидкістю світла.

Механізмів взаємодії γ - квантів з речовиною в основному три: фотоефект, ефект Комптона та народження пари в кулонівському полі ядра. Перші два ефекти – це взаємодія γ - квантів з електронами речовини. Але механізми цієї взаємодії різні: у першому випадку це абсолютно непружне зіткнення, а ефект Комптона – кзасіпружна взаємодія γ - кванта з електроном.

Фотоефект.

При фотоефекті γ -квант поглинається електроном в атомі таким чином вся енергія та імпульс γ -кванта передаються електрону та атомному залишку. (Для квантів з оптичного діапазону закон збереження енергії для фотоефекту $h\nu = A + mv^2/2$, тобто електрон поглинає квант. Вільний електрон принципово не може проковтнути γ - квант через неможливість виконання законів збереження енергії та імпульсу).

Кінетична енергія, яку отримує звільнений електрон

$$\varepsilon_e = \varepsilon_\gamma - I_i$$

ε_γ - енергія γ - кванта, I_i – енергія іонізації тієї оболонки (K, L,...), з якої вирваний електрон. Енергія віддачі атома обернено пропорційна його масі, тому нею можна знехтувати. Фотоефект з і -ої оболонки можливий тільки, якщо енергія γ - кванту більша за I_i .

Із зростанням ε_γ ймовірність фотоефекту зменшується, бо зменшується енергія взаємодії електрона з ядром порівняно з енергією γ - кванта, і поведінка електрона починає наближатися до поведінки вільного електрона. Таким чином фотоефект - це основний механізм поглинання квантів при невеликих енергіях.

На рис. 3 представлений переріз фотоефекту σ_ϕ в залежності від енергії γ - кванта. Видно, що при зменшенні енергії γ - кванта ефективний переріз фотоефекта зростає. Але при досягненні значення енергії іонізації I_i деякої

оболонки σ_ϕ різко падає внаслідок того, що при $\varepsilon_\gamma < I_1$ виривання електрону з відповідної оболонки стає неможливим.

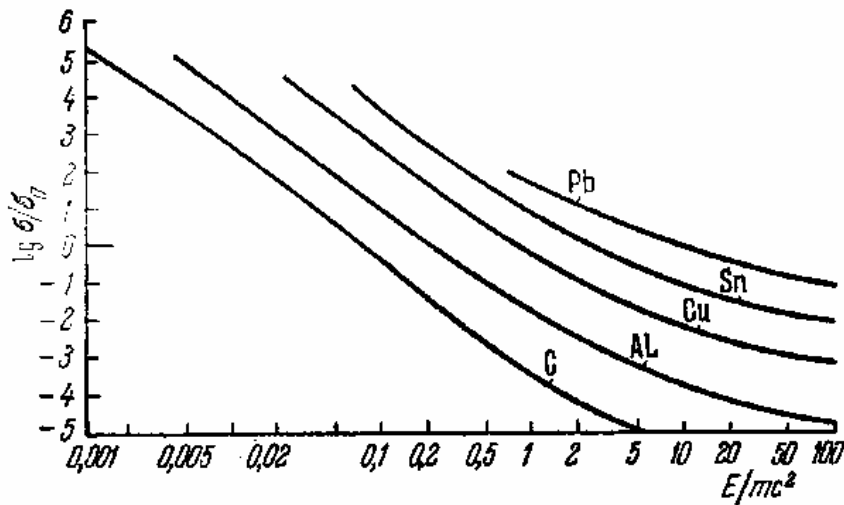


Рис.3.

При $\varepsilon_\gamma > I_K$ основний вклад в переріз σ_ϕ вносить виривання електронів з К-оболонки ($\sim 80\%$), і тим інтенсивніше, чим більший атомний номер Z речовини ($\sigma_\phi \sim Z^n$, де $4 \leq n \leq 5$). Це зрозуміло, бо в легких елементів електрони в атомах зв'язані слабкіше, ніж в важких (рис. 4).

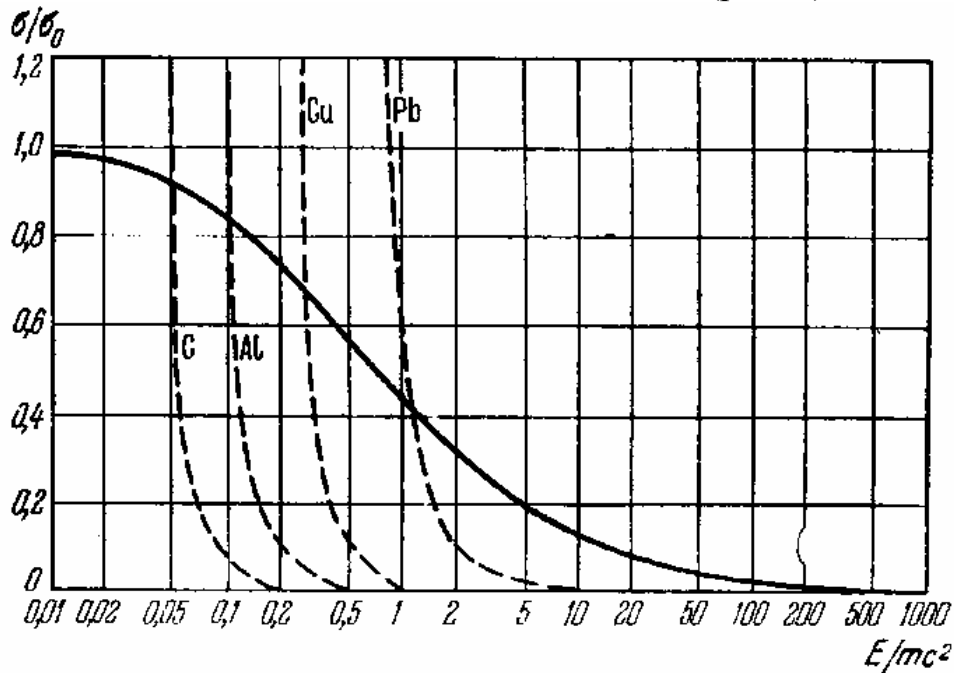


Рис.4.

Загальна формула для перерізу фотоефекта дуже складна. У нерелятивістському ($E_\gamma \ll mc^2$) переріз фотоефекту з К-оболонки можна записати у вигляді

$$\sigma_\phi = \frac{4\sqrt{2}Z^5\sigma_0}{137^4} \left(\frac{mc^2}{h\nu} \right)^{1/2}$$

де $\sigma_0 = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 = 6.65 \cdot 10^{-28} \text{ см}^2$, e та m – заряд та маса електрона, h – стала

Планка, ν – частота γ -кванту, Z – зарядове число, чи кількість електронів в атомах речовини.

У протилежному випадку $E_\gamma \gg mc^2$

$$\sigma_\phi = \frac{4\sqrt{2}Z^5\sigma_0}{137^4} \left(\frac{mc^2}{h\nu} \right) \exp(-\pi\alpha + 2\alpha^2(1 - \ln\alpha)).$$

З формул випливає, що

- 1) зі зростанням енергії переріз фотоелектру швидко падає;
- 2) переріз фотоелектру пропорційний Z^5 , тобто сильно зростає при переході до важких елементів.

Таким чином, фотоелектр особливо суттєвий при взаємодії γ -променів невеликих енергій з важкими атомами.

Із зростанням енергії квантів фотоелектричне поглинання починає вигравати незначну роль, уступаючи місце ефекту Комптона.

Ефект Комптона

Цей ефект починає діяти, коли енергія квантів перевищує середню енергію зв'язку електрона з атомом, тому електрон можна розглядати як вільний. Гама-квант пружно взаємодіє з цим вільним електроном і передає йому частку свого імпульсу. На рис. 5 зображена схема цього зіткнення.

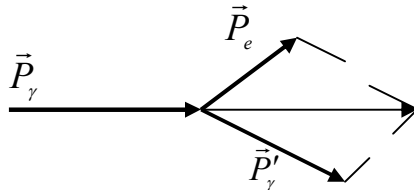


Рис.5

Тут прийнято, що електрони до взаємодії можна практично вважати вільними та нерухомими.

Довжина хвилі γ -кванта після зіткнення змінюється, і ця зміна залежить від кута θ відхилення його руху:

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \frac{h}{mc} (1 - \cos\theta) = 2.42 \cdot 10^{-12} (1 - \cos\theta) \text{ м.}$$

Формулу можна отримати з законів збереження енергії та імпульсу:

$$h\nu + m_0c^2 = h\nu' + mc^2;$$

$$P_\phi = P_\phi' + P_e,$$

де ν , ν' , \mathbf{P}_ϕ та \mathbf{P}'_ϕ – частоти та вектори імпульсу фотона до та після взаємодії з електроном; \mathbf{P}_e – імпульс електрона після зіткнення; m_0 – маса спокою електрона, m – його релятивістська маса після зіткнення з фотоном. Коефіцієнт поглинання за рахунок ефекту Комптона за визначенням дорівнює добутку перерізу комптон-ефекту σ_k на кількість електронів nZ в одиниці об'єму речовини:

$$\mu_c = nZ\sigma_c.$$

n – чисельна густина, тобто кількість атомів в одиниці об'єму речовини дорівнює

$$n = \frac{mN}{V\mu} = \rho N_A / \mu.$$

Тут N_A – число Авогадро, μ – молярна маса молекул речовини, яка чисельно дорівнює масовому числу A .

Тоді кількість електронів в одиниці об'єму, визначається за формулою

$$n_e = Z\rho N_A / \mu.$$

Масовий коефіцієнт комптонівського поглинання в першому наближенні не залежить від типу речовини. Комптонівське розсіювання можливо й на ядрах, але ж воно дуже мале в цьому випадку внаслідок дуже малого „електромагнітного радіуса” ядер $Z^2 e^2 / M_{\text{яд}} c^2$, і ним можна знехтувати.

Народження пар.

Якщо енергія γ -кванта перевищує дві енергії спокою електрона, тобто $\varepsilon_\gamma > 2mc^2 = 1.02 \text{ MeV}$, то може виникнути процес народження електронно-позитронних пар в полі ядра, тобто квант поглинається, та виникають електрон та позитрон, а ядро отримує імпульс віддачі через своє кулонівське поле. (Без передачі імпульсу сторонньому тілу перетворення фотона в електронно-позитронну пару заборонено законами збереження).

Переріз такої реакції в області $5mc^2 < \varepsilon_\gamma < 50mc^2$

$$\sigma_\pi = \frac{Z^2 r_e^2}{137} \ln \frac{h\nu}{mc^2}.$$

Переріз народження пари вище порогової енергії поступово зростає, а при енергіях, більших за $1000mc^2$ практично прямує до сталої:

$$\sigma_\pi \approx 0.08 Z^2 r_0^2.$$

Оскільки перерізи фотоефекту та ефекту Комптона в області великих енергій спадають практично до нуля, то народження пар стає тут основним механізмом поглинання γ -випромінювання.

Для перерізу народження пар пропорціональність Z^2 має місце практично для всіх енергій.

Закон поглинання γ - випромінювання у речовині.

Для γ - квантів не має сенсу поняття пробігу та втрат енергії на одиницю шляху. При проходженні пучка квантів через речовину їх енергія не зменшується, але інтенсивність пучка послаблюється внаслідок зіткнень з електронами та ядрами речовини.

Нехай монохроматичний потік I проходить у речовині відстань dx , при цьому він послаблюється на dI : $dI = -\mu dx$, де μ - коефіцієнт поглинання.

Після інтегрування отримаємо основний закон поглинання γ -випромінювання у речовині:

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

Часто замість лінійного використовують масовий коефіцієнт поглинання

$\mu_M = \frac{\mu}{\rho}$, який вимірюється у $\text{см}^2/\text{г}$. Коефіцієнт поглинання залежить від

властивостей речовини, а також від енергії γ - квантів. Оскільки механізмів поглинання декілька, $\mu = \sum \mu_i$, де $\mu_i = n_i \sigma_i$, σ_i - переріз поглинання чи розсіювання, n_i - число поглиначів чи розсіювачів в одиниці об'єму.

Повний коефіцієнт поглинання γ - випромінювання μ у речовині є сумою коефіцієнтів поглинання від усіх механізмів, тому

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

При переході до перерізів ефектів треба враховувати, що для фотоефекта та народження пар центрами розсіювання будуть атоми, а для Комптон - ефекту – електрони, тому

$$\mu = n\sigma_\phi + nZ\sigma_\kappa + n\sigma_\pi.$$

Треба підкреслити, що тут n – кількість атомів речовини в одиниці об'єму.

Сумарний коефіцієнт поглинання має мінімум в області, де вклад комптонівського розсіювання найбільший. Цей мінімум особливо виділяється для важких елементів, бо μ_ϕ, μ_π відповідно $\sim Z^5$ та Z^2 , а $\mu_\kappa \sim Z$.

На рис. 6 приведені криві окремих та повного коефіцієнтів поглинання для свинцю та повних для Cu, Pb, Sn, Al.

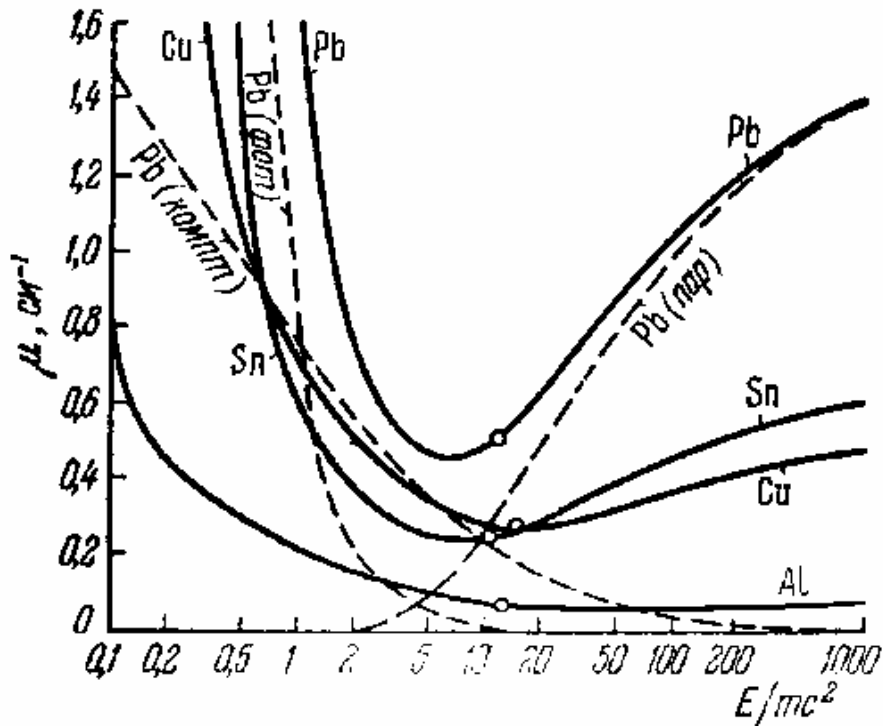


Рис.6.

1. У важливій для практики області енергій від 2MeВ до 10 MeВ комптон-ефект являється переважним. Коефіцієнти поглинання пропорційні густині, тому часто для γ - випромінювання товщини поглиначів вимірюють у $\text{г}/\text{см}^2$. Використовують також поняття масового коефіцієнта поглинання, що визначається за формулою

$$\mu_M = \frac{\mu}{\rho}.$$

У позначеній області енергій масовий коефіцієнт поглинання приблизно однаковий для всіх речовин, а захисні шари з довільних матеріалів еквівалентні в одиницях $\text{г}/\text{см}^2$.

2. Гама-кванти не мають маси спокою, тобто вони не можуть сповільнюватися – вони поглинаються чи розсіюються на великі кути. Для γ - квантів не має сенсу вводити поняття довжини пробігу, тобто відстані, яку проходить γ -частинка, втрачаючи свою енергію, до зупинки. Але для них можна ввести довжину половинного послаблення, тобто шляху, на якому інтенсивність потоку квантів зменшиться удвічі. Цю довжину можна пов'язати з коефіцієнтом послаблення γ -випромінювання у речовині:

За законом поглинання γ -випромінювання у речовині:

$$I = I_0 \exp(-\mu x),$$

де I та I_0 – відповідно інтенсивність світла після проходження відстані x у речовині та початкова. Довжину половинного послаблення позначимо $\chi_{1/2}$. Після проходження такої відстані інтенсивність зменшується у два рази, тобто: $I = \frac{1}{2} I_0$. Тоді з попередньої формули отримуємо

$$\frac{1}{2} I_0 = I_0 \exp(-\mu \chi_{1/2})$$

Після скорочення, та визначення натурального логарифму від обох частин рівняння, отримуємо шуканий зв'язок:

$$\chi_{1/2} = \ln 2 / \mu.$$

Аналогічно можна розрахувати товщину екрану з будь-якого матеріалу, який повинен зменшити γ -випромінювання в y разів:

$$\chi_y = \ln y / \mu.$$

7. Інші механізми взаємодії ядерних частинок з речовиною.

На практиці в більшості випадків процес проходження частинок через речовину визначається процесами, які були вже розглянуті нами. Однак в окремих випадках важливе значення набувають деякі інші механізми.

1. Заряджена частинка, що рухається крізь речовину гальмується не тільки внаслідок **кулонівської взаємодії** з електронами, але й з **атомними ядрами**. Це – пружні зіткнення з передачею енергії. Лінійні утрати енергії частинкою за рахунок таких зіткнень описує формула, аналогічна отриманій для лінійних утрат при взаємодії важкої частинки з електронами, але замість маси та заряду електрона в неї входять маса та заряд ядра.

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{яд.кул.}} = \frac{4\pi z^2 Z^2 e^4 N}{v^2 M_{\text{яд}}} \ln \frac{b_{\text{max}}}{b_{\text{min}}} = \frac{m_e}{m_p} \frac{Z}{A} \left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ел}},$$

де $N = n/Z$ – кількість ядер в одиниці об'єму, а m_p – маса протона. При

кількісному порівнянні суттєву роль вирає тільки множник $\frac{m_e}{m_p} \frac{Z}{A} \approx 1/4000$,

завдяки якому втрати енергії частинок за рахунок кулонівського гальмування на атомних ядрах у тисячі разів менше, ніж на електронах. Однак за рахунок відносно великої маси ядра кулонівське розсіювання на ядрах може відбуватися на великі кути вже при окремих актах розсіювання (досліди Резерфорда).

2. Усі частинки, за винятком фотонів, нейтрино, електронів, позитронів та мюонів, (тобто, ті, що відносяться до адронів), здатні вступати в **сильну взаємодію** з ядрами. Сильна взаємодія позитивно заряджених частинок починається з енергій 20 – 30 МеВ (для негативно заряджених частинок відсутній кулонівський бар'єр). При кожному ядерному зіткненні частинка

або різко відхиляється вбік (розсіюється на великий кут), або народжує нові частинки.

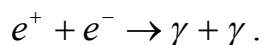
Оскільки сильна взаємодія має місце на відстанях порядку розмірів атомного ядра, зіткнення частинки з ядром відбувається в $Z(R_{am} / R_{яд})^2 \approx 10^{10} Z$ рідше, ніж з електронами при кулонівських взаємодіях. Це дозволяє не враховувати ядерні зіткнення при роботі приладів для реєстрування заряджених ядерних частинок (наприклад, камери Вільсона, бульбашкової камери), обмежуючись тільки іонізаційним гальмуванням, при якому треки важких частинок залишаються прямолінійними. Однак при розрахунку радіаційного захисту для релятивістських прискорювачів і космічних кораблів ядерні зіткнення необхідно враховувати.

3. Якщо швидкість зарядженої частинки перевищує фазову швидкість світла в речовині, виникає **випромінювання Вавилова - Черенкова**. Утрати енергії частинки на це випромінювання мають той же порядок величини, що й радіаційні втрати, і містяться в знайдених раніше іонізаційних утратах.

Важливо, що за кутом θ , під яким розповсюджується черенковське випромінювання ($\cos\theta = \frac{c}{nv}$, n - показник заломлення середовища), можна

визначити швидкість частинки. Якщо відомий також імпульс частинки (за кривизною траєкторії в магнітному полі), то можна визначити її сорт, бо за релятивістською іонізацією частинки можуть не розрізнятися.

4. Позитрони при проходженні через речовину крім іонізаційних та радіаційних втрат втрачають енергію за рахунок **двохфотонної анігіляції** з електронами речовини:



Для повільних позитронів цей процес є визначальним, при високих енергіях його переріз менший за переріз іонізації.

5. При поглинанні ядром γ -кванти здатні викликати **ядерний фотоефект**, тобто вибивати з ядра нуклони, а також **розщеплювати атомне ядро**. Але ці процеси практично не відіграють значної ролі при поглинанні γ -випромінювання.

6. Гальмівне випромінювання електронів супроводжується виникненням потужних потоків γ -квантів, які випромінюються переважно вперед. Оскільки проникна здатність γ -квантів значно перевищує проникну здатність електронів, виникає необхідність відповідного захисту.

Електрон, позитрон, або γ -квант при енергіях 1 Гев або вище при розповсюдженні в речовині народжують **електроно – позитронні зливи**. Аналогічні множинні процеси утворення частинок, але більш різноманітні за складом викликають також важкі частинки (протони, π^\pm - мезони і т. ін.) з енергією порядку 10^5 Гев та більше.

7. Частинки з достатньо високою енергією при непружних зіткненнях з атомними ядрами можуть вибивати з них протони, нейтрони або викликати інші ядерні перетворення. Утворюються нові атомні ядра й нові ізотопи хімічних елементів, які за правилом є радіоактивними, внаслідок в речовині виникає наведена радіоактивність. Але ці реакції сильно ендотермічні і мають поріг біля 10 МеВ.

8. Взаємодія нейтронів із речовиною.

Вільні нейтрони виникають у результаті ядерних реакцій. Це нейтральні масивні частинки з масою $m = 1.67 \cdot 10^{-27}$ кг = 939.57 МеВ, які мають спин $\frac{1}{2}$, магнітний момент $\mu = -1.91315\mu_n$, що говорить о наявності заряджених частинок та струмів всередині нейтрона.

Нейтрони стабільні тільки в ядрі, у вільному стані вони розпадаються по схемі $n \rightarrow p + e^- + \tilde{\nu}_e$. Середній час життя у вільному стані $\tau = 15.3$ хвилини. У речовині вільні нейтрони живуть ще менший час, оскільки сильно поглинаються ядрами.

Велика ефективність нейтронів у здійсненні ядерних реакцій, особливості їх взаємодії з речовиною роблять нейтрони особливо значним інструментом дослідження в різних областях науки та техніки. Характер взаємодії з речовиною для нейтронів суттєво залежить від їх енергії.

Властивості нейтронів різних енергій.

Нейтрони прийнято класифікувати за енергіями. Для кожної області енергій характерні певні типи реакцій.

З теорії ядерних реакцій відомо, що переріз взаємодії нейтронів з ядрами в середньому різко зростає по закону „ $1/v$ ” при зменшенні енергії нейтрона. За цією властивістю нейтрони поділяються на дві великі групи – **повільні** та **швидкі** нейтрони. Границя між цими двома групами не є чітко визначеною і знаходиться в області ~ 1000 еВ.

Деякі характеристики нейтронів з більш детальною їх класифікацією наведені в таблиці 8.1.

Таблиця 8.1

Нейтрони	Енергія, еВ	Швидкість, м/с	Довжина хвилі, нм	Температура, К
Ультрахолодні	$<5 \cdot 10^{-7}$	<10	>40	$6 \cdot 10^{-3}$
Дуже холодні	$5 \cdot 10^{-7} - 2 \cdot 10^{-4}$	$10 - 200$	$40 - 2$	$6 \cdot 10^{-3} - 2$
Холодні	$2 \cdot 10^{-4} - 5 \cdot 10^{-3}$	$200 - 1000$	$2 - 0,4$	$2 - 60$
Теплові	$5 \cdot 10^{-3} - 10^{-1}$	$1000 - 4500$	$0,4 - 0,09$	$60 - 1000$
Резонансні	$10^{-1} - 10^4$		$0,09 - 3 \cdot 10^{-5}$	
Проміжні	$10^4 - 10^5$		$3 \cdot 10^{-5} - 10^{-4}$	
Швидкі	$10^5 - 10^8$		$10^{-4} - 3 \cdot 10^{-6}$	
Високоенергетичні	$10^8 - 10^{10}$		$3 \cdot 10^{-6} - 10^{-7}$	
Релятивістські	$>10^{10}$		$<10^{-7}$	

Нейтрони приймають участь в усіх видах взаємодії. Відсутність електричного заряду дозволяє їм проникати через електронні оболонки атомів та вільно наближатися до ядер. Цим зумовлена унікальна властивість нейтронів малих енергій викликати різноманітні ядерні реакції, в тому числі й поділ ядер.

Основними процесами, що приводять до розсіювання, поглинання, дифузії і т. ін. нейтронів у речовині - це процеси взаємодії нейтронів з ядрами атомів. Переріз цих процесів цікаво порівняти з перерізом ядер.

Діаметр ядра

$$d_{\text{я}} = 2,4A^{1/3} 10^{-13} \text{ см},$$

$$\text{відповідно переріз ядра } S_{\text{з}} = 1.44\pi A^{2/3} 10^{-26} \text{ см}^2.$$

В ядерній фізиці переріз прийнято вимірювати в барнах: $1 \text{ барн} = 10^{-24} \text{ см}^2$. Таким чином перерізи ядер лежать в інтервалі:

$$5 \cdot 10^{-2} \text{ барн (A=1)} - 1.2 \text{ барна (A=240)}.$$

$$\text{Переріз захоплення нейтронів ядрами } \sigma_{\text{н,я}} \geq S_{\text{я}}.$$

У холодних нейтронів переріз захоплення ядрами дуже великий. В них також дуже сильно виявляються хвильові властивості, оскільки довжина хвилі холодного нейтрона набагато більша міжатомних відстаней. Не мають технічного використання внаслідок ускладненості отримання.

Довжина хвилі де Бройля $\lambda = h / p$.

Найбільш довгі хвилі відповідають ультрахолодним нейтронам, у яких довжина хвиль відповідає оптичній області електромагнітного спектру. Їх швидкості не перевищують 10 м/с.

Теплові нейтрони характеризуються тим, що їх кінетична енергія порядку kT , причому T знаходиться у межах від декількох десятків до декількох тисяч кельвінів. До теплових звичайно відносять нейтрони з енергіями до 0,5 еВ. Їх отримання є добре засвоєним процесом, тому їх широко використовують в ядерній техніці.

При $p \ll m_n c$ для імпульсу можна використовувати нерелятивістську

$$\text{формулу } p^2 = 2mE, \text{ де } E - \text{кінетична енергія нейтрона. Тоді } \lambda = \frac{h}{\sqrt{2m_n E}}.$$

Формула дає ще задовільну точність для швидких нейтронів. Але для високоенергетичних та релятивістських електронів $(pc)^2 = E_{\text{рел}}^2 - (mc^2)^2$, що з урахуванням $E_{\text{рел}}^2 = E^2 + mc^2$ дає релятивістську формулу

$$\lambda = hc / \sqrt{E^2 + 2Emc^2}.$$

Резонансні нейтрони отримали свою назву внаслідок того, що в області їх енергій повний нейтронний переріз для середніх і важких ядер досить великий, і графік його залежності від енергії є сукупністю близьких гострих

резонансів (рис.7.1). Досить часто резонансні нейтрони об'єднують із проміжними. В області енергій проміжних нейтронів окремі резонанси зливаються (виняток – легкі ядра), а перерізи в середньому спадають зі зростанням енергії.

Для швидких нейтронів переріз захоплення майже для всіх речовин дуже малий. Тому для них основну роль виграють процеси пружного чи непружного розсіювання, а також ендотермічні реакції $(n; 2n)$, $(n; p,n)$.

При пружному розсіюванні нейтрон передає частину кінетичної енергії ядру, але при цьому ядро залишається в основному стані, а сума кінетичної енергії ядра та нейтрона не змінюється.

Енергія, що передається ядру:

$$E_0 - E_1 = \Delta E.$$

Вона залежить від кута розсіяння φ та A .

$$\frac{E_1}{E_0} = \frac{A^2 + 1 + 2A \cos \varphi}{(A+1)^2}.$$

При $\varphi = 180^\circ$ втрачається найбільша кількість енергії:

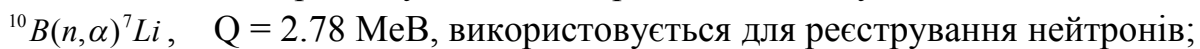
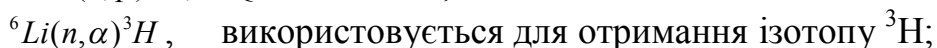
$$\frac{E_1}{E_0} = \frac{(A-1)^2}{(A+1)^2}.$$

Звідси можна зробити висновки, що нейтрон втрачає значну частку своєї енергії при взаємодії з легкими ядрами. При лобовому зіткненні нейтрона з ядром водню нейтрон вибиває з пучка.

Тому речовини, що містять водень (вода, парафін і т. ін.) найбільш ефективно поглинають (сповільнюють) швидкі нейтрони.

Пружне розсіювання здійснюється при $E_n < E_b$, де E_b – енергія нижчого збудженого рівня ядра –мішені, тобто переважно у повільних нейтронів.

При таких енергіях можливі деякі екзотермічні реакції радіаційного захвату нейтронів



Для важких ядер захват нейтронів може викликати поділ ядер, наприклад для трансуранив чи урану.

Характерна особливість залежності перерізу реакцій від енергії нейтронів – наявність резонансів.

В таблиці 8.2 наведені області енергій і перерізи різних ядерних реакцій під дією нейтронів.

Таблиця 8.2.

Тип реакції	Переріз реакції
Радіаційний захват (n, γ)	Іде на всіх ядрах. Переріз: для теплових нейтронів від 0,1 до 10^3 і навіть 10^6 барн (^{135}Xe): для швидких нейтронів – від 0,1 до кількох барн.
Пружне розсіяння (n, n)	Переріз змінюється в інтервалі кількох барн.
Непружне розсіяння (n, n')	Порогові процес. Переріз \sim кількох барн.
(n, p)	Найважливіші реакції: $n + {}^3_2\text{He} \rightarrow {}^3_1\text{H} + p + 0,76\text{MeV}$, $\sigma_{\text{тепл.нейтр.}} = 5400$ барн; $n + {}^{14}_7\text{N} \rightarrow {}^{14}_6\text{C} + p + 0,63\text{MeV}$, $\sigma_{\text{тепл.нейтр.}} = 1,75$ барн.
(n, α)	Найважливіші реакції: $n + {}^6_3\text{Li} \rightarrow {}^3_1\text{H} + \alpha + 4,78\text{MeV}$, $\sigma_{\text{тепл.нейтр.}} = 945$ барн; $n + {}^{10}_5\text{B} \rightarrow {}^7_3\text{Li} + \alpha + 2,79\text{MeV}$, $\sigma_{\text{тепл.нейтр.}} = 3840$ барн.
(n, 2n)	Порігова реакція. Поріг $\sim 10 - 15$ MeV. Переріз – декілька десятих барн
(n, f)	В більшості випадків – порігова реакція. Переріз дуже малий, за винятком ${}^{235}_{92}\text{U}$, ${}^{238}_{92}\text{U}$ і т. ін.

Для повільних нейтронів наявна обернено-пропорційна залежність перерізу від швидкості. Треба підкреслити, що ця повільність дуже відносна, так енергії $E = 0.025\text{eV}$ відповідає швидкість 2км/с .

Повільні нейтрони можуть пружно розсіюватися на ядрах та викликати деякі екзотермічні реакції, в першу чергу радіаційного захвату та поділу ядер.

Резонансні нейтрони дозволяють вивчати спектри збудження ядер.

Теплові нейтрони мають енергію, що приблизно дорівнює енергії теплових коливань у твердому тілі.

Холодні нейтрони дозволяють вивчати побудову білків, полімерів та інших макромолекул.

Ультрахолодні дозволили утворити нейтронну оптику.

Внаслідок дії цих різноманітних процесів нейтрони поглинаються.

Ослаблення потоку паралельного пучка моноенергетичних нейтронів при проходженні через шар поглинача в першому наближенні відповідає експоненціальному закону

$$N_x = N_0 e^{-\Sigma x},$$

де N_0 та N_x - потоки до поглиначи та за ним, x - товщина поглиначи, Σx - повний мікроскопічний переріз поглиначи. З врахуванням того, що потік двох енергетичний, одержуємо:

а) для потоку з енергією E_1 , $N_x = 10^{15} \cdot e^{-0,55 \cdot 10^2} \approx 0$, так що поглинання практично повне;

б) для потоку з енергією E_2 , $N_x = 10^6 \cdot e^{11,4} \approx 11$ нейтронів/см²·с.

Виходячи із заданої кратності ослаблення $K=10^n$, використовуємо наближений метод розрахунку, в якому товщина захисного шару x приймається рівною n шарам десятикратного ослаблення.

Для розрахунку товщини шару десятикратного ослаблення визначимо макроскопічний переріз матеріалу шару

$$\Sigma_a = \frac{6,023 \cdot 10^{23}}{A} \rho \sigma_a = \frac{6,023 \cdot 10^{23} \cdot 8,46 \cdot 2400 \cdot 10^{-24}}{112} \approx 11 \cdot 10^3 \cdot \text{м}^{-1}$$

Відповідно, висота шару ослаблення

$$d_{0,1} = 0,02094 \text{ см}.$$

Висота шару кадмію який забезпечить кратність ослаблення $K=10^6$

$$x = 6d_{0,1} = 0,13 \text{ см}.$$

Примітка: при захваті теплових нейтронів виникає жорстке γ - випромінювання.

8. Дія іонізуючих частинок на речовину.

В основному енергія іонізуючих частинок йде на іонізацію і збудження атомів речовини, що взагалі приводить до нагріву, и як правило, не викликає в речовині необоротних процесів. [3,5]

Однак, деяка частина енергії потоку заряджених частинок та γ - квантів і значна частина нейтронів йде на необоротні зміни структури речовини. Сукупність цих змін називається **радіаційними пошкодженнями**.

Зміна у структурі твердого тіла під впливом іонізуючого випромінювання обумовлена, в основному, такими механізмами:

А) головним є ударне вибивання атомів із кристалічної ґратки. Заряджені частинки та нейтрони вибивають атоми безпосередньо, а γ - кванти через фото- чи комптонівські електрони. Це вибивання звичайно супроводжується різноманітними і багатоступеневими вторинними процесами.

Б) Можливе появлення в ґратці нових атомів за рахунок укорінення важких падаючих частинок, а також за рахунок ядерних реакцій з можливим послідуочим розпадом. Такі явища суттєві тільки при опромінюванні нейтронами. Нейтрони повільних енергій легко захоплюються ядрами, при

цьому створені ядра β -активні. В результаті розпаду цих ізотопів у кристалі утворюються домішкові атоми. Різноманітні домішкові атоми утворюються в речовинах також при поділі через механізм каскадного β -розпаду уламків поділу.

Серед продуктів розпаду помітну частку утворюють криптон та ксенон. При інтенсивному опромінюванні в реакторі ці гази виділяються у значній кількості, це приводить до утворення шпорів та розбухання матеріалів.

Інші види іонізуючого випромінювання (електронами та γ -квантами) до таких результатів приведуть при енергіях, більших ніж 10-15МеВ.

В) Суттєвою буває і дія на ґратку через іонізацію. Так в іонному кристалі при вибиванні електронів з негативного іону його знак змінюється на протилежний. В такому випадку іон може вискочити зі свого місця у ґратці (це місце стає дефектом). Кінцевий результат такий же, як і при безпосередньому вибиванні атомів.

Всі ці процеси приводять до утворення дефектів ґратки, тобто до зміни мікроструктури кристалу. При достатньо міцному опромінюванні за рахунок цих дефектів помітно змінюються різноманітні макроскопічні властивості твердого тіла, наприклад, механічні та термодинамічні.

Зміна ґратки впливає і на структуру електронних енергетичних зон, тобто на електричні та оптичні властивості кристала.

Розглянемо механізм пружного вибивання атомів із ґратки. Для того, щоб вибити атом із його стійкого положення в кристалічній ґратці, йому треба передати енергію, яка перевищує порогову E_d , що дорівнює різниці між енергіями у нормальному положенні та у міжвузлі. Експериментально E_d визначається по мінімальній енергії електронного пучка, необхідного для створення точкових дефектів кристалічної ґратки. Ця енергія порядку десятків еВ. Так, наприклад: для міді – 22 еВ; для заліза – 24 еВ; для алмаза 80 еВ.

При пружному зіткненні частинка не може передати атому всю свою енергію внаслідок ефектів віддачі. Із законів збереження енергії та імпульсу частинка (M_1, E) може передати атому з масою M_2 в нерелятивістському випадку максимальну енергію

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

у релятивістському

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

При $M_1=0$, тобто для γ -квантів

$$E_m = \frac{2E^2 M_2}{M_2^2 c^2 + 2M_2 E}$$

При зіткненні іонізуючої частинки з атомами речовини звичайно $M_1 \gg M_2$, так що для вибивання атомів енергія частинок повинна набагато перевищувати E_d , особливо, якщо ці частинки легкі. Навіть така порівняно важка частинка, як нейтрон з енергією 2 MeV, при зіткненні може передати атому вуглецю енергію не більше, ніж 0.5 MeV, а атому урану – 0.033 eV. Електрон з такою ж енергією передає вуглецю не більше 1 KeV.

Для γ -квантів таких енергій цифри втричі менші від електронних.

Для того ж, щоб вибивання йшло з помітною інтенсивністю, необхідно, щоб ефективний переріз вибивання був не дуже малим порівняно з перерізами інших конкуруючих процесів.

Для нейтронів σ приблизно декілька барн при енергіях, достатніх для вибивання, і порівнюється з перерізом конкуруючих непружних процесів.

Для електронів σ приблизно 10 барн, але перерізи збудження та іонізації значно більші.

Для γ -квантів з енергією декілька MeV найбільший переріз має комптонівське вибивання електронів, тому при такому випромінюванні атоми вибиваються комптонівськими електронами. Але, якщо електрони утворюють дефекти кристалічної структури в основному на поверхні, то γ -кванти у всьому об'ємі.

Якщо енергія вибитого атома набагато перевищує E_d , то він може вибити із ґратки інший атом, так що внаслідок первинного зіткнення виникне ланцюг дефектів.

Наприклад, в міді при зіткненні нейтрона енергії 0,42 MeV з атомами міді внаслідок вторинних зіткнень в середньому виникає 328 зміщених атомів. Заряджена частинка – дейтрон – з енергією MeV за одне зіткнення утворює в середньому 6,2 атоми.

Зміщені атоми іонізовані, тому вони швидко гальмуються в речовині і зупиняються в міжвузлях. Внаслідок в кристалах утворюються два типи точкових дефектів ґратки – вакантні вузли й атоми в міжвузлях. В деяких кристалах зміщений атом може зупинитися в „чужому” вузлі, вибивши з нього атом, що також змінює властивості кристалів. При достатньо потужному й тривалому опромінюванні густина дефектів може зрости настільки, що наступає повне руйнування кристалічної ґратки. Таке явище спостерігається в деяких уранових та торієвих рудах: випромінювані атомами α -частинки поступово руйнують ґратку і переводять її в стан, подібний колоїдному, який називають метаміктним. Зовні метаміктні мінерали зберігають кристалічний вигляд, але за своїми властивостями є аморфними: ізотропні за оптичними, механічними та іншими властивостями, на зламі мають раковини. Стійкість ґратки відносно дії опромінювань сильно

залежить від її стійкості. Так при опромінюванні дозою 10^{21} швидких нейтронів на 1 см^2 ґратка кварцу в значній мірі руйнується, а алмазу практично не змінюється. Деякі кристали під дією опромінювання змінюють тип кристалічної ґратки.

Каскадне пружне вибивання супроводжується такими ефектами:

1) Атоми, що вибиті внаслідок каскадного пружного вибивання, при зіткненнях з багатьма іншими атомами, недостатніх для їх вибивання, збуджують коливання атомів. Це приводить до короточасного локального перегріву – **теплого піку**. Розмір та час життя локальних піків дуже малі (десятки ангстрем та долі наносекунди), але температура як правило перевищує температуру плавлення. Тому в області теплових піків відбувається рекомбінація (отжиг) точкових дефектів, а також прискорюються процеси дифузії.

2) Зміщений атом перед зупинкою (коли переріз взаємодії з іншими атомами різко зростає) може передати свою енергію відразу великій кількості атомів, внаслідок чого вони залишають свої місця в ґратці. Це явище називають піком зміщення. Виникнення піка зміщення з наступною релаксацією приводить до сильного перемішування атомів. Внаслідок знищується багата кількість точкових дефектів, але можуть утворюватися більш складні дефекти. Наприклад, дислокаційні петлі.

Розглянемо вплив опромінювань на макроскопічні, механічні та теплові властивості твердого тіла.

Під дією великих доз опромінювання змінюється густина кристала, а при низькій симетрії – ґратка та геометрична форма. Наприклад, під дією потоку 10^{20} реакторних нейтронів на 1 см^2 густина кварцу знижується на 15%, а монокристал урану (α -модифікація з ромбічною симетрією) під дією опромінювання в реакторі стискається в одних напрямках і поширюється в інших, причому розмір може змінюватися більше, ніж удвічі.

Опромінювання сильно впливає на механічні властивості. Матеріал стає більш стійким внаслідок того, що дефекти, які виникають під дією опромінювання гальмують рух дислокацій. Модуль пружності зростає, пластичне руйнування замінюється крихким.

Радіаційні зміни механічних властивостей досить стійкі. Їх можна знищити тільки нагрівом (отжигом) до температур порядку температури рекристалізації. На утворення вакансій та міжвузлів витрачається досить значна енергія. Ця скрита енергія, яка при великих дозах опромінювання стає великою вже в макроскопічному масштабі, виділяється в процесі віджигу. Іноді спостерігається довільне виділення скритої енергії, яке приводить до довільного розігріву матеріалу.

В металах при опромінюванні зростає залишковий (не залежить від температури) електричний опір. Електропровідність діелектриків після опромінювання в одних випадках зростає, в інших – зменшується. Збільшенню електропровідності сприяє зріст кількості іонних носіїв струму.

Але якщо після опромінювання утворюються складні комплекси дефектів, то носії починають застрягати в них, що знижує електропровідність.

Для роботи ізоляторів в умов опромінювання важливо знати електропровідність діелектриків безпосередньо під час опромінювання. Ця радіаційна електропровідність детально досліджена для γ -випромінювання від радіоактивних джерел та реакторів. Вона лінійно зростає з інтенсивністю опромінювання. Це пояснюється тим, що кількість вільних електронів, утворених за рахунок фотоефекту та комптон-ефекту в одиницю часу, пропорційна інтенсивності γ -променів.

Особливо сильним є вплив опромінювання на електричні властивості напівпровідників, бо дія вакансій та атомів в міжвузлях східна з дією домішкових атомів. Головний і дуже шкідливий для технічних напівпровідникових приладів вплив полягає в тому, що створені випромінюванням дефекти утворюють нові електронні енергетичні рівні в забороненій зоні, які є пастками для носіїв заряду. Дефекти-пастки сильно знижують час життя носіїв, що веде до зниження електропровідності. Окрім того, просторовий заряд, який накопичується в дефектах-пастках, впливає на внутрішнє електричне поле в провіднику, що сильно погіршує його технічні характеристики.

9. Хімічна дія іонізуючого випромінювання.

Ядерні випромінювання можуть викликати в речовинах різні хімічні реакції. Вивчення та використання цих реакцій є предметом радіаційної хімії.

Механізм радіаційно-хімічних реакцій такий. Потік ядерних часток викликає збудження, іонізацію, дисоціацію та дисоціативну іонізацію молекул середовища. Збуджені молекули та іони, що виникають при цьому, вступають у хімічні реакції безпосередньо, або через проміжне утворення хімічно високоактивних вільних радикалів. В останньому випадку в реакції можуть вступати молекули, які безпосередньо не опромінювались. Оскільки енергія ядерних випромінювань значно вища за енергію будь-яких хімічних зв'язків, то можуть розриватися й дуже стійкі зв'язки, що приводить до утворення таких хімічно високоактивних іонів і радикалів, які неможливо отримати традиційними хімічними методами. Таким чином виникає можливість проходження сильно ендотермічних реакцій та реакцій, заборонених високим активаційним бар'єром.

Інтенсивність радіаційно-хімічної реакції характеризують її виходом G , який дорівнює кількості молекул, що прореагували на 100 еВ поглиненої дози. Для більшості реакцій характерні значення $G = 4-10$. Для найбільш стійких до радіації молекул G знижується до 0,1. В ланцюгових радіаційно-хімічних процесах вихід може досягати значень $10^5 - 10^6$.

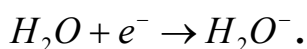
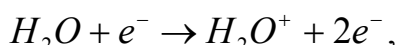
За значенням G можна оцінити відносну роль іонізації та збудження, якщо врахувати, що на 100 еВ іонізаційних утрат в речовині утворюється

приблизно 3-4 пари іонів. Це вказує на приблизно однакову роль механізмів збудження та іонізації при радіаційно-хімічних реакціях.

Для реакцій, які проходять через іонізацію, практично завжди проміжним етапом є виникнення електрона з енергією 10 – 1000 еВ. В цьому випадку вихід не залежить від складу опромінювання, а тільки від поглиненої дози в радах.

Фундаментальну роль в будь-яких реакціях, що проходять у водних розчинах, виграє радіоліз води. Загальна картина радіолізу води є дуже складною.

За даними мас-спектрографічного дослідження пари води встановлено, що основним первинним процесом дії випромінювання на воду (рідку) є утворення електронами нестійких іонів води:



Ці іони утворюють вільні радикали ОН и Н.

Паралельно йдуть інші процеси, наприклад повний розпад молекули/ Далі можлива велика кількість різних реакцій, продуктами яких є водень, кисень, перекис водню й знову вода за рахунок різних рекомбінаційних процесів.

10. Дія іонізуючого випромінювання на живі організми. Кількісна оцінка радіо пошкоджень.

Іонізуюче випромінювання однакової енергії, але різного виду приводить до різного біологічного ефекту внаслідок різної іонізуючої й проникної здібності. Тому в радіобіології вводять поняття еквівалентної дози, яка дорівнює добутку поглиненої зони на **коефіцієнт якості випромінювання K**:

$$D_{екв} = KD_{погл} .$$

Коефіцієнт K показує, у скільки разів ефективність біологічної дії даного виду випромінювання більша, ніж у рентгенівських або γ -променів, при однаковій дозі. (Вимірюється в зівертах (Зв), має таку саму розмірність, що поглинена доза; 1 Зв еквівалентний 1 Гр). Коефіцієнт K експериментально визначена для кожного виду випромінювання.

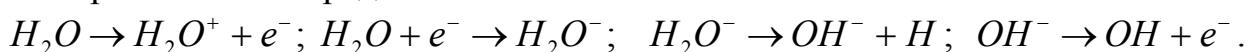
Коефіцієнт якості різних видів випромінювання

Вид випромінювання	Коефіцієнт якості K
Рентгенівське, γ -, β -випромінювання	1
Теплові нейтрони (~0,01 еВ)	3
Нейтрони (5 еВ)	7

Нейтрони (0,5 MeV)	10
α -промені	20

Дія іонізуючого випромінювання на молекули приводить до хімічних змін в них, тобто до радіаційних пошкоджень. Якщо радіаційне пошкодження обумовлено безпосереднім попаданням в молекулу кванта, то говорять про пряму дію випромінювання, якщо взаємодією з радіаційними продуктами – про непряму.

Пошкодження клітин обумовлені в основному пошкодженнями молекул білків, нуклеїнових кислот, ліпідів, які знаходяться в водній фазі. Оскільки кількість молекул води значно більша за кількість розчинених в ній молекул, то радіаційні пошкодження біологічних молекул найчастіше викликані їх взаємодією з продуктами радіолізу води, в ході якого утворюються електрони та вільні радикали:



В нуклеїнових кислотах під дією іонізуючого випромінювання відбуваються зміни як в окремих нуклеотідах (наприклад, розмикання пірамідінового або імідазольного кільця, дезамінування аденіна, гуаніна та цитозіна), так і спіральній структурі (одно- та двониткові розриви ланцюгів ДНК, зшивки між нуклеотідами однієї або різних ланцюгів, зшивки ДНК – білок. Зміни в молекулах нуклеїнових кислот приводять до виникнення генних (зміна нуклеотідного складу окремого гена) і хромосомних (зміна структури хромосом) мутацій.

Дія іонізуючого випромінювання на білки викликає пошкодження амінокислот, розриви водневих, дисульфідних, поліпептидних зв'язків, і внаслідок утрату їх біологічних функцій. Ці порушення можуть бути викликані безпосереднім попаданням кванта випромінювання або взаємодією білка з вільними радикалами або іншими продуктами радіолізу сусідніх молекул.

Пошкодження ліпідів в основному викликаються перекісним окисленням ненасичених жирних кислот. Ці реакції ініціюються вільними радикалами води або самих ліпідів. Реакція носить ланцюговий характер, тому внаслідок попадання одного кванта пошкоджується значна кількість ліпідних молекул. Радіаційні пошкодження ліпідних молекул приводять до утворення альдегідів, кетонів, спиртів, а також зшивок між молекулами.

В клітинах існують спеціальні репараційні системи для відновлювання пошкоджених молекул. Ці системи здатні відновлювати молекули після пошкоджень, викликаних різними факторами як фізичної (ультрафіолетове, γ - опромінювання), так і хімічної (хімічні агенти) природи, бо в більшості випадків викликані ними пошкодження подібні.

Сьогодні відомі репараційні системи для відновлювання ДНК та мембран. Найбільш добре вивчені системи, які репарують одно- та двониткові розриви ДНК. Пошкодження мембран ліквідуються шляхом заміни пошкоджених компонентів (ліпідів та білків). Оновлення компонентів

мембран відбувається й в процесі нормальної діяльності клітини, але при опромінюванні цей процес прискорюється. Репарація інших біологічних сполук, в тому числі білків, не так важлива, тому що такі молекули, якщо вони пошкоджені, можуть вилучатися з метаболізму і замінитися іншими.

Репарація пошкоджень пояснює так званий **ефект фракціонування**, який полягає в тому, що дія однократної дози є більшою, ніж дія тієї самої дози, поділеної на декілька частин. Причому, різниця тим більша, чим більший проміжок часу розділяє опромінювання окремими дозами. Це зрозуміло, бо при однократному опромінюванні відбувається накладення та підсилення радіопошкоджень, а при фракційному – після першої дози деякі з пошкоджень встигають відновитися.

Репараційні системи не здатні ліквідувати всі пошкодження. З іншого боку, іноді відбувається помилкова репарація молекул, яка приводить до їх пошкоджень.

Дослідження процесів пошкоджень багатоклітинного організму найбільш складне, бо клітини різних тканин мають різну радіочутливість. Згідно з правилом Бергоньє – Трибондо, радіочутливість клітин у тканині тим більша, чим більша її проліферативна активність (проліферація – збільшення кількості клітин шляхом мітозу) і менший ступінь диференціації. Тому в організмі людини в першу чергу пошкоджуються ствольні клітини червоного кісткового мозку та епітелію кишечника.

Пошкодження клітин різні в різні фази її клітинного циклу. Радіочутливість клітин максимальна наприкінці G₁-фази (пресинтетичної) і на початку S-фази (синтетичної, або реплікативної), оскільки пошкодження, які виникають в цей час, не встигають репаруватися.

Радіобіологічні ефекти можуть проявлятися як безпосередньо після опромінювання, так і через деякий проміжок часу, навіть у майбутніх поколіннях (утворення злоякісних пухлин, ослаблення імунітету, скорочення часу життя, народження дітей з патологією).

Кількісну ступінь пошкодження від радіаційного опромінювання оцінюють за допомогою **дозових кривих**, які надають залежність ефекту опромінювання від дози випромінювання.

Ефект опромінювання визначається за деякою реакцією об'єкту, яку називають **тест-реакцією** (у якості тест-реакції може виступати, наприклад, виживання клітин, радіостійкість молекул і т.ін.). Криві „доза – ефект” найчастіше мають експоненціальний характер, який означає, що навіть при великих дозах зберігаються неушкоджені клітини або молекули.

Нехай тест-реакцією є відношення кількості неушкоджених молекул (клітин) N до їх загальної кількості N_0 . Тоді рівняння залежності „доза – ефект” має вид:

$$\frac{N}{N_0} = e^{-kD},$$

де k – коефіцієнт радіочутливості молекул (клітин); D – доза опромінювання.

Для характеристики радіочутливості молекул або клітин вводять значення дози, при якій кількість неушкоджених об'єктів зменшується в e разів порівно з початковим, тобто зберігається 37% матеріалу (D_{37}), або дози, при якій зберігається 50% матеріалу (D_{50} або напівлегальна доза).

Попадання кванта випромінювання на даний об'єкт є дискретним і статистичним процесом (принцип попадання), ушкодження об'єкта викликається попаданням кванта лише в його певну ділянку (принцип мішені), пошкоджений об'єкт є причиною пошкодження інших (принцип підсилення). Поясненням останнього принципу є, наприклад, випадки пошкодження ДНК, які приводять до синтезу інших молекул ДНК з тією самою помилкою, і молекул білку, які нездатні виконувати необхідну біологічну функцію.

Згідно з принципом мішені, відношення непошкоджених кліток N до їх загальної кількості N_0 , якщо пошкодження відбувається за одно ударним механізмом, визначається рівнянням

$$\frac{N}{N_0} = e^{-VD},$$

де V – об'єм мішені; D – доза опромінювання.

Якщо для проявлення радіобіологічного ефекту потрібно n попадань в дану мішень (при тому $n-1$ попадання ефекту не викликає) то виживання клітин надається таким виразом:

$$\frac{N}{N_0} = e^{-VD} \sum_{k=0}^{n-1} \frac{(VD)^k}{k!},$$

де k - кількість попадань у мішень ($k < n$).

Найчастіше гибель клітини викликається поразкою не однієї, а декількох мішеней. Нехай кількість цих мішеней дорівнює l , і гибель клітини відбудеться, якщо в кожен мішень попаде хоча б один квант. Тоді виживання клітин дорівнює

$$\frac{N}{N_0} = 1 - (1 - e^{-VD})^l.$$

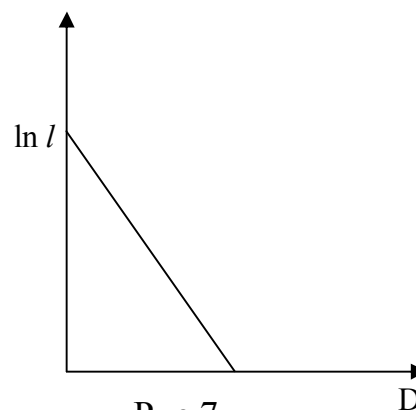
При великих дозах опромінювання

$$\frac{N}{N_0} = l e^{-VD},$$

або

$$\ln \frac{N}{N_0} = \ln l - VD.$$

Графік цієї залежності (Рис.7) дозволяє визначити кількість пошкоджених мішеней.



Література.

1. Ю.М.Широков, К.П.Юдин. Ядерная физика. - М.: Наука, 1980.- 671 с.
2. О.І.Герасимов, А.М.Кільян. Елементи фізики довкілля: Радіоекологія (конспект лекцій). - Одеса: ОДЕКУ, 2003. – 134 с.
3. Ю.О.Кутлахамедов та ін. Основи радіоекології. – К.: Вища шк., 2003. – 319 с.
4. Д.В.Сивухин. Общий курс физики, т.5, ч.2. Ядерная физика. – М.: Наука, 1988. – 365 с.
5. А.К. Вальтер. И.И. Залюбовский. Ядерная физика. Харьков: Изд-во ХГУ, 1998
6. Збірник задач з радіоекології. ОДЕКУ, 2003. – 135 с.