

**МІНІСТЕРСТВО ВНУТРІШНІХ СПРАВ УКРАЇНИ  
ХАРКІВСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ  
ВНУТРІШНІХ СПРАВ  
КРЕМЕНЧУЦЬКИЙ ЛЬОТНИЙ КОЛЕДЖ**

**Циклова комісія економіки, соціально-гуманітарних  
та фундаментальних дисциплін**

**ТЕКСТ ЛЕКЦІЇ**

з навчальної дисципліни

«Фізика»

обов'язкових компонент

освітньо-професійної програми першого(бакалаврського) рівня вищої освіти

**272 Авіаційний транспорт  
(Технології робіт та технологічне обладнання аеропортів)**

**за темою № 6 – Ядерна фізика**

**Кременчук 2023**

**ЗАТВЕРДЖЕНО**

Науково-методичною радою  
Харківського національного  
університету внутрішніх справ  
Протокол від 30.08.2023 № 7

**СХВАЛЕНО**

Методичною радою  
Кременчуцького льотного коледжу  
Харківського національного  
університету внутрішніх справ  
Протокол від 28.08.2023 № 1

**ПОГОДЖЕНО**

Секцією Науково-методичної ради  
ХНУВС з технічних дисциплін  
Протокол від 29.08.2023 № 7

Розглянуто на засіданні циклової комісії економіки, соціально-гуманітарних та фундаментальних дисциплін, протокол від 28.08.2023 № 1.

**Розробник:** викладач циклової комісії авіаційного і радіоелектронного обладнання, к.т.н., спеціаліст вищої категорії, викладач-методист Волканін Є.Є.

**Рецензенти:**

1. Інженер з технічного обслуговування, ремонту та діагностики авіаційної техніки ТОВ «ЕЙР ТАУРУС» Калінін О.В.
2. Професор циклової комісії авіаційного і радіоелектронного обладнання, к.т.н., спеціаліст вищої категорії Гаврилюк Ю.М.

### **План лекції:**

1. Основні характеристики атомних ядер (лінійні розміри, заряд, зарядове й масове числа, спин, магнетний момент).
2. Будова ядра. Нуклони, їх характеристики і взаємоперетворення. Нейтрино.
3. Енергія зв'язку нуклонів у ядрі. Дефект маси. Ядерні сили і їх природа. Мезони.
4. Феноменологічні моделі будови атомного ядра.
5. Радіоактивність. Закон радіоактивного розпаду.
6. Гамма-випромінювання. Взаємодії  $\gamma$ -променів з речовиною.
7. Природа ядерних реакцій. Поріг і механізм ядерних реакцій.
8. Реакції ділення. Ланцюгова реакція. Використання ядерної енергії.
9. Термоядерні реакції. Енергія зірок. Керований термоядерний синтез.
10. Ядерна зброя.
  - а) Ядерні вибухові пристрої.
  - б) Термоядерні вибухові пристрої.
  - в) Послідовність подій при ядерному вибуху.
  - г) Нейтронна зброя.

### **Рекомендована література:**

#### **Основна література:**

1. Фізика: Підручник / В.В. Бойко, Г.І. Булах, Я.О. Гуменюк, П.П. Ільїн. – К.: Видавництво Ліра-К, 2016. – 468 с.
2. Дмитрієва В. Ф. Фізика : навчальний посібник / В. Ф. Дмитрієва. – К.: Техніка, 2008. – 608 с.
3. Курс фізики модульно-рейтингова система навчання: підруч. Для студ. Вищ. Техн. Навч. Закл./ Андріяшик М.В., Вербицький Б.І., Король А.М. – К.: НВЦ «Фламенко», 2008. – 530 с.

#### **Допоміжна література:**

1. Фізика. Задачі з розв'язаннями: Навч. посібник І. П. Гаркуша, З. П. Мокляк, Ю. О. Буслов – Дніпропетровськ; Національна гірнича академія України, 2003.
2. Волков О. Ф. Курс фізики ; у 2-х т. – Т.1: Фізичні основи механіки. Молекулярна фізика і термодинаміка. Електростатика. Постійний струм. Електромагнетизм : навчальний посібник для студентів інженерно-технічних спеціальностей вищих навчальних закладів / О. Ф. Волков, Т. П. Лумпієва. – Донецьк : ДонНТУ, 2009. – 224 с.
3. Волков О. Ф. Курс фізики ; у 2-х т. – Т.2: Коливання і хвилі. Хвильова і квантова оптика. Елементи квантової механіки. Основи фізики твердого тіла. Елементи фізики атомного ядра : навчальний посібник для студентів інженерно-технічних спеціальностей вищих навчальних закладів / О. Ф. Волков, Т. П. Лумпієва. – Донецьк: ДонНТУ, 2009. – 208 с.

### **Інформаційні ресурси в Інтернеті:**

1. <http://physics.zfftt.kpi.ua/mod/book/view.php?id=272&chapterid=11f>
2. <http://physics.zfftt.kpi.ua/mod/book/view.php?id=296>
3. <http://physics.zfftt.kpi.ua/mod/book/view.php?id=297>
4. <http://physics.zfftt.kpi.ua/mod/book/view.php?id=299>
5. <http://physics.zfftt.kpi.ua/mod/book/view.php?id=301>
6. <http://physics.zfftt.kpi.ua/mod/book/view.php?id=302>

## Текст лекції

**1. Основні характеристики атомних ядер (лінійні розміри, заряд, зарядове й масове числа, спин, магнетний момент).**

В дослідах Резерфорда з розсіювання  $\alpha$  - частинок на атомах важких металів вперше було встановлено існування атомних ядер. Атомне ядро кожного хімічного елемента, як і будь-який інший матеріальний об'єкт, має ряд характерних властивостей. Серед них: електричний заряд, маса, електричний і магнетний моменти, спин та ін. Розглянемо деякі характеристики атомних ядер.

Електричний заряд є однією з найважливіших характеристик атомів і ядер. Ядро атома завжди має позитивний заряд. Носіями позитивних зарядів у ядрі є протони. Носіями негативних електричних зарядів є електрони, які рухаються на значних відстанях від ядра, утворюючи електронну хмарку. Величину електричного заряду атома визначає число протонів у ядрі і число електронів у нейтральному атомі. Заряд  $q_s = Ze$ , де  $Z$  – зарядове число ядра, яке дорівнює порядковому номеру елемента в таблиці Менделєєва.

Розподіл густини зарядів електричного заряду в ядрах вперше встановив у 1957 році Хофштадтер. Для цього були використані електрони високих енергій (до 1000 MeV). Якщо електрон великої енергії пролітає на відстані  $b$  від ядра із зарядом  $Ze$ , то він за допомогою кулонівських сил ядра відхилиться на кут  $\theta$  (рис. 3.1). Можна розрахувати залежність  $\theta$  від  $b$ .

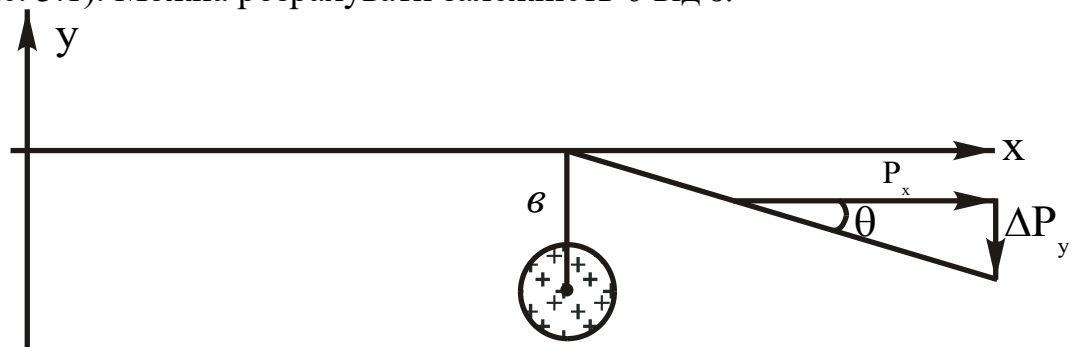


Рис. 3.1.

У випадку коли  $b = R$ , де  $R$  – радіус ядра, кут  $\theta = \theta_{\max}$ . Виходячи з експериментальних даних і проведених теоретичних розрахунків класичним квантовим методами знайдено, що позитивний заряд в ядрі розподілений з однаковою густиною по об'єму ядра. Про це свідчить рис. 3.2.

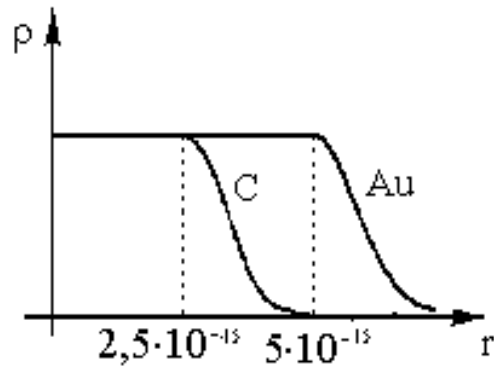


Рис. 3.2

Маса ядра є наступною важливою характеристикою. Практично вся маса атомного ядра збігається з масою атома, оскільки маса електронів на оболонках дуже незначна. Масу атомів, а, відповідно, і масу ядер, визначають за допомогою відхилення іонів цих атомів при їх русі в електричному й магнетному полях. Для цих цілей Астоном сконструював прилад, який називається мас-спектрометром.

Мас-спектрометр складається із джерела іонів Д, вакуумної камери і приймача іонів П (рис. 3.3).

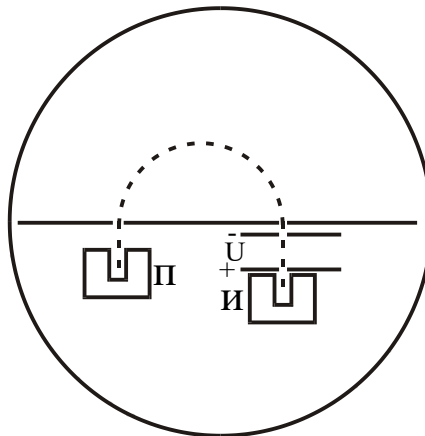


Рис. 3.3.

Іонізовані атоми попадають в поле конденсатора К, де прискорюються електричним полем

$$qU = \frac{M_{zA} v^2}{2}, \quad (3.1.1.1)$$

де  $M_{zA}$  – маса іона;  $v$  – швидкість іона;  $U$  – різниця потенціалів між пластинками конденсатора;  $q$  – заряд іона.

При відповідній швидкості  $v$  іонізовані атоми влітають в область дії лише магнетного поля  $\vec{B}$ . В цьому випадку на такі атоми діятиме сила Лоренца

$$qvB = \frac{M_{zA} v^2}{R}. \quad (3.1.1.2)$$

Виключивши з (3.1.1) і (3.1.2) швидкість іона, одержуємо

$$M_{z,A} = \frac{qB^2 R^2}{2U} . \quad (3.1.1.3)$$

Попадання в приймач П іонів можливе лише при певній напрузі між пластинками конденсатора. Іони з різною масою попадуть в приймач при різних значеннях  $U$ .

На рис. 3.4 показано спектр атомів молібдену при їх дослідженні за допомогою мас-спектрометра.

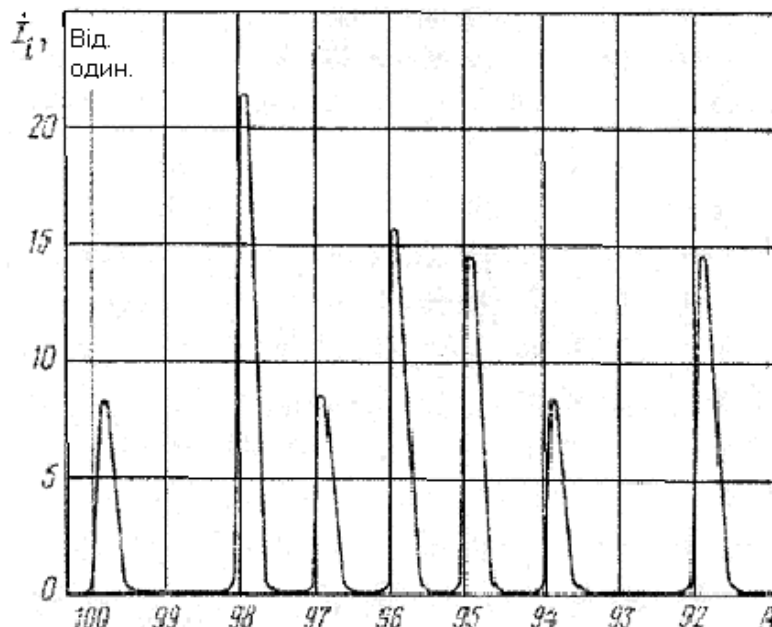


Рис. 3.4

Висота піка визначає процентний вміст даного ізоотопу в природному молібдені. Окремі піки в спектрі визначають наявність окремих ізоотопів. Точність мас спектроскопічних досліджень не нижче ( $10^{-4} - 10^{-3}$ ) %.

В результаті проведених досліджень встановлено, що радіус атомного ядра дорівнює:

$$R = 1.2 \cdot 10^{-15} \cdot A^{1/3} \text{ м}, \quad (3.1.1.4)$$

де  $A$  – атомна маса ядра в атомних одиницях маси.

Знаючи середній радіус атомного ядра, можна розрахувати масову густину ядерної речовини, яка не залежить від розмірів ядра і дорівнює

$$\rho = \frac{A}{V} = \frac{A \cdot 1.67 \cdot 10^{-27}}{\frac{4}{3} \pi \cdot (1.2 \cdot 10^{-15})^3 \cdot A} = 2.3 \cdot 10^{17} \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}. \quad (3.1.1.5)$$

Дослідження електричного поля ядра дали можливість зробити висновок про його форму. Встановлено, що не всі ядра є сферично-симетричними, але для всіх ядер без винятку характерна осьова симетрія. Однак відомо, що осьова симетрія можлива лише у випадках, коли ядро має сферичну форму або є еліпсоїдом обертання.

Спін ядра поряд з зарядом і масою є його найважливішою характеристикою. Спіном ядра називають його повний механічний момент, який є сумою власних механічних моментів складових

частинок ядра та їхніх орбітальних механічних моментів, зумовлених внутрішньоядерними рухами. Спін ядра залежить від його стану. Оскільки в будь-якому ядрі є  $Z$ - протонів і  $A - Z$  - нейтронів, спіни яких дорівнюють  $\frac{1}{2}$ , то всі ядра з парним  $A$  мають цілий або нульовий спін, а ядра з непарним  $A$  мають завжди півцілий спін. В залежності від величини  $A$  ядра можуть бути або ферміонами ( $A$  – непарне), або бозонами ( $A$  – парне).

Магнетні моменти ядер визначають за допомогою явища магнетного резонансу. Суть цього явища полягає в резонансному поглинанні енергії високочастотного електромагнетного поля, яке відбувається при переорієнтації попередньо зорієнтованих за допомогою постійного магнетного поля магнетних моментів ядер. Вимірюють магнетні моменти ядер у ядерних магнетонах, які вводяться аналогічно магнетона Бора

$$\mu_2 = \frac{e\hbar}{4\pi m_p} = \xi \cdot \hbar, \quad (3.1.1.6)$$

де  $m_p$  – маса протона;  $e$  – заряд протона;  $\hbar$  – стала Планка;  $\xi = \frac{e}{2m_p}$  –

гіромагнетне відношення.

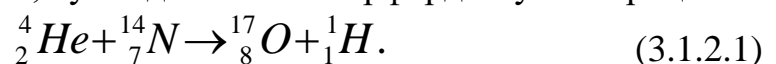
Аналіз показує, що магнетні моменти ядер є дуже малими і експериментально їх важко виміряти. Це приводить до висновку, що нуклони в ядрі розміщуються так, що їхні спіни і магнетні моменти взаємно компенсуються.

## 2. Будова ядра. Нуклони, їх характеристики і взаємоперетворення. Нейтрино.

Ядро складається із  $Z$ - протонів і  $A-Z$ - нейтронів. Протони і нейтрони називають ще нуклонами. Вважають, що ядерна частинка – нуклон, може бути в двох “зарядових станах”: протонному з зарядом  $+e$  і нейтронному з зарядом  $0$ . Маса спокою цих двох станів дещо різні, що має велике значення при радіоактивних перетвореннях. Нуклони характеризуються масою, зарядом, спіном, магнетними моментами тощо.

Протон має масу  $m_p = 1.007276$  а.о.м. Заряд протона позитивний, рівний заряду електрона  $1,6 \cdot 10^{-19}$  Кл. Спін протона півцілий, рівний  $\frac{1}{2}$ . Магнетний момент протона  $\mu_p = 2.79\mu$ , де  $\mu$  - ядерний магнетон. Спін і магнетний момент у протона орієнтовані в одному напрямі.

Перша ядерна реакція взаємодії  $\alpha$ - частинок з ядрами азоту, в результаті якої утворились вільні протони, була здійснена Резерфордом у 1919 році.



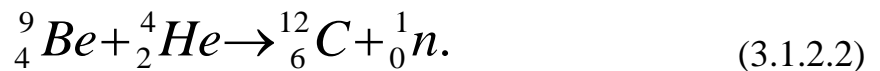
Дія  $\alpha$ - частинок на атоми азоту викликала появу нових частинок з великою проникною здатністю. Ретельне вивчення їх в електричному і



магнетному полях показало, що ці частини є протонами, тобто ядрами атома водню. Пізніше Резерфорд і Чедвік показали, що крім ядер азоту протони випромінюються під дією швидких  $\alpha$ -частинок і на ядра інших легких елементів. Проте більш важкі ядра розщепити  $\alpha$ -частинками не вдавалось,  $\alpha$ -частинка, попадаючи в ядро, припиняє своє існування, а замість неї вилітає протон. Імовірність попадання  $\alpha$ -частинки в ядро атома азоту дуже мала.

Наступна частинка після електронів і протонів була ідентифікована лише у 1932 році Чедвіком. Такими частинками з масою близькою до протона і зарядом, рівним нулю, виявились нейтрони. Ефективним джерелом нейтронів є берилієва мішень, яку опромінюють  $\alpha$ -частинками радію. Однак потужні джерела нейтронів були побудовані пізніше – ними виявились атомні реактори.

Реакцію утворення нейтронів при бомбардуванні берилію  $\alpha$ -частинками можна записати так



Маса нейтрона  $m_n = 1.0086649$  а.о.м., а заряд нейтрона рівний нулю. Магнетний момент нейтрона протилежний до спіна й дорівнює  $\mu_n = -1.913\mu$ , де  $\mu$  - ядерний магнетон, менший у 1840 разів за магнетон Бора. Спін нейтрона  $-\frac{1}{2}$ .

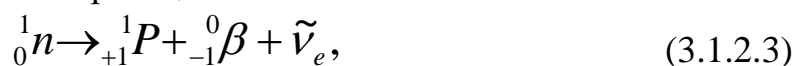
Існують припущення, що внутрішня будова протона досить складна. Так вважається, що у протона позитивний заряд розподілений по всьому об'єму. В центральній частині протона розміщена важка серцевина (корн), в якій зосереджено біля 10% заряду. Решта заряду розміщено в середній частині й на оболонці.

У нейтрона корн і середня частина заряджені негативно, а оболонка має позитивний заряд. Позитивний і негативний заряди компенсують один одного, так що заряд нейтрона дорівнює нулю. І в протона і в нейтрона окремі частини їх будови різко не виражені, тому можна говорити про плавний розподіл їх заряду по об'єму.

Вільний протон є надзвичайно стійкою частинкою. Жодного випадку перетворення протона з вільного стану в інші частинки не зареєстровано. Вважається, що якщо такий факт перетворення протона можливий, то його імовірність близька до нуля.

Вільні нейтрони є радіоактивними. Так, середній вік життя вільного нейтрона не перевищує 11.7 хвилини.

Перетворення нейтрона в протон з виділенням  $\beta$ -частинки і антинейтрино можна показати за допомогою такої реакції



де  ${}^0_{-1}\beta$  - електрон;  $\tilde{\nu}_e$  - антинейтрино.

Нейтрони в ядрах атомів у випадку, коли їх число близьке до числа протонів, є досить стабільними частинками. Такі елементи в таблиці Менделєєва розміщуються в середній її частині.

Якщо ядро містить надлишок протонів, то його склад може змінитись завдяки перетворенню протона в нейтрон:



де  ${}^0_+ \beta$  – позитрон, античастинка до електрона;  $\nu_e$  – нейтрино.

Таке перетворення протона в нейтрон може відбуватись тільки в ядрі. При цьому маса материнського ядра повинна перевищувати масу дочірнього ядра не менше ніж на дві електронні маси.

Існування таких частинок, як нейтрино й антинейтрино було передбачено Паулі ще в 1930 році. Але експериментально цей факт було підтверджено лише в 1953 році. Джерелом антинейтрино був ядерний реактор, який створював досить потужний потік цих частинок, близько  $10^{13}$  частинок через площадку  $1 \text{ см}^2$  за 1 секунду. Експериментальна установка розміщувалась глибоко під землею далеко від реактора з потужним захистом від космічного випромінювання і випромінювання реактора. Реєстрація здійснювалась за допомогою рідкого сцинтилятора, який містив кадмій. Були створені всі умови для реєстрації дуже рідкісного явища взаємодії антинейтрино з протоном



Позитрон  ${}^0_+ \beta$ , зустрівшись з електроном сцинтилятора, анігілював на два гамма-кванти



Ця реакція давала перший спалах сцинтилятора. Після цього нейтрон в реакції (3.1.11) за малий проміжок часу сповільнювався і поглинався ядром кадмію. Ядро кадмію спочатку збуджувалось, а потім переходило в нормальний стан, випромінюючи цілий каскад гамма-квантів. Ці гамма-кванти уже давали другий спалах, який теж реєструвався сцинтилятором. Така подія повторювалась в умовах цього експерименту приблизно один раз на три години. Рейнес і Коцен – фізики, які здійснювали цей експеримент, підраховали, що реєстрація антинейтрино одне із найменш імовірних явищ ядерної фізики.

### Історична довідка

Уже багато років усе частіше й частіше не тільки в вагомих наукових журналах, але й на сторінках газет і популярних видань приходиться зустрічатися з "таємничою" елементарною частинкою, яка носить досить дивну назву - "нейтрино". Що ж це за частинка, яку роль вона відіграє у фізиці елементарних частинок й у Всесвіті?

Коли ця частинка вперше з'явилася у фізиці вчені уже твердо знали, що існують такі елементарні частинки, як нейтрони й протони - "цеглинки", з яких складається атомне ядро.

У 1931 р. відомий швейцарський фізик Вольфганг Паулі прийшов до висновку, що в природі повинна існувати ще одна нейтральна частинка з

масою, набагато меншою, ніж у нейтрона, як він говорив, "маленький нейтрон". Коли Паулі викладав цю ідею з трибуни однієї міжнародної наукової конференції, італійський фізик Енріко Фермі перебив його словами:

- Називайте її "нейтрино"!

Справа в тім, що на італійській мові зменшувальне "ино" відповідає російським суфіксам "чик" або "ушк". Так що нейтрино в перекладі з італійської буде означати "маленький нейтральний", або просто "нейтрончик".

Так нейтрино було винайдено Паулі, а одержало назву з легкої руки Фермі. "Винахід" нейтрино було здійснено завдяки труднощам, виявленим при експериментальному дослідженні так званого процесу бета - розпаду. Цей процес полягає у випромінюванні ядрами деяких хімічних елементів негативних електронів ( $e^-$ ). Коли нейтрино ще не було "винайдене", припускали, що бета-розпад ядра  $Z$ , що має заряд  $+Ze$ , відбувається за схемою

$$Z \rightarrow (Z+1) + e^- \quad (3.1.2.7)$$

Але виявилось, що енергії електронів, які вилітають, у цьому процесі не мають дискретного значення. У більшості випадків енергії явно не вистачало в порівнянні з тією, яку вони повинні були теоретично мати. Створювалося враження, що енергія кудись зникає, начебто порушувався закон збереження енергії. Труднощі були настільки значними, що деякі великі фізики пропонували навіть відмовитися від цього фундаментального закону.

Удаване незбереження енергії, однак, мало досить дивний характер. Дійсно, якщо енергія не зберігається в процесі бета-розпаду, то ми повинні були б очікувати, що іноді енергії електронів буде не вистачати, а іноді з'явиться "зайва". Однак виявилось, що "зайвої" енергії не буває.

Таким чином, не природне прагнення зберегти непорушними закони фізики, а факти, яким у науці завжди належить останнє слово, змусили встати на захист закону збереження енергії. Але як?

"Винахідник" нейтрино міркував так. Удаване незбереження енергії обумовлене просто тим, що вищенаведена схема неправильно описує процес бета-розпаду. У цьому процесі повинна брати участь ще одна, не виявлена дослідним шляхом нейтральна (а тому практично невловима) частинка, яка несе "зниклу" енергію. Вона і була названа нейтрино ( $\nu$ ). Таким чином, схема бета-розпаду виглядала так:

$$Z \rightarrow (Z+1) + e^- + \tilde{\nu}, \quad (3.1.2.8)$$

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

І хоча для всіх частинок, які виділяються в цьому процесі, сумарна енергія має точно визначену величину, вона розподіляється між продуктами розпаду так, що в різних випадках електрон одержує різні її порції. Сам фундаментальний процес бета-розпаду - розпад нейтрона буде тому описаний схемою

$$n \rightarrow p + e^- + \tilde{\nu}. \quad (3.1.2.9)$$

Всередині атомних ядер протон також може перетворюватися в нейтрон з випромінюванням позитивного електрона (або позитрона) і нейтрино:

$$p \rightarrow n + e^+ + \nu, \quad (3.1.2.10)$$

де  $e^+$  - позитрон, позитивно заряджений електрон;  $\bar{\nu}$  - нейтрино.

Отже, нейтрино - це частинка, яка при бета-розпаді несе частину енергії. Так припускали фізики-теоретики, що із самого початку вважали її як "невловиму" частинку. І відразу ж були передбачені властивості нової частинки: вона повинна бути електрично- нейтральною, мати високу проникну здатність і бути надзвичайно малою за масою. Інакше експериментаторам було б неважко знайти її, а це виявилось зовсім не просто. Остання властивість - вкрай мала маса - відповідно до теорії відносності приводить до того, що нейтрино не може знаходитися в стані спокою: воно завжди рухається зі швидкістю світла.

Після того як гіпотеза про існування нейтрино була сформульована, фізики спробували знайти й інші докази його присутності в бета-розпаді. Як відомо, при перетвореннях частинок, як і при будь-яких фізичних процесах, що відбуваються в будь-якій системі, зберігається не тільки енергія, але і кількість руху або імпульс.

Якщо нейтрон, який дає бета-розпад, нерухомий, то його імпульс дорівнює нулю. Виходить, і сумарний імпульс усіх частинок - продуктів розпаду - також повинен бути рівним нулю. Але в численних дослідях, перший з яких ще в 1934 р. поставив радянський фізик О. Лейпунський, було показано, що сумарний імпульс електрона й ядра віддачі ( $Z+1$ ) при бета-розпаді ядра  $Z$  не дорівнює нулю. Це підтверджує гіпотезу про нейтрино: невлівима частинка несе "зниклий" імпульс.

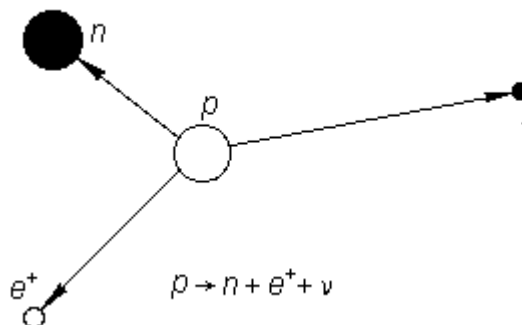
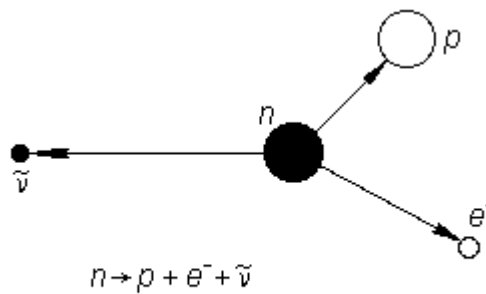


Схема бета - розпаду нейтрона й протона

Як з'ясувалося після відкриття інших елементарних частинок, особливо мезонів, нейтрино бере участь не тільки в бета-розпаді ядер, але й в інших процесах. Його присутність виявляється завжди, коли енергія начебто зникає. До речі, у деяких з цих процесів, де число частинок, що утворюються, дорівнює двом, а не трьом, як у процесі бета-розпаду, характер "незбереження енергії" більш ніж підозрілий і вимагає існування нейтрино ще ясніше, ніж у випадку бета-розпаду.

Наприклад, при розпаді так званого піона (або пі-мезона) завжди "зникає" певна енергія, близько 30 МеВ. У процесі захоплення мюона (або мю-мезона) ядром гелію-3



виявленому в Об'єднаному інституті ядерних досліджень у Дубні, "зникає" близько 100 МеВ (енергія нейтрино), а ядра віддачі тритію  ${}^3\text{H}$  мають енергію, завжди точно рівну 1,9 МеВ. Якби ці процеси були відомі раніше, ніж бета-розпад, не було б необхідності в генії Паулі для "відкриття" нейтрино.

Нейтрино й антинейтрино відрізняються одне від одного тим, що мають різний напрямок "спіральності", причому нейтрино нагадує гвинт із лівим різьбленням, а антинейтрино - із правим.

### 3. Енергія зв'язку нуклонів у ядрі. Дефект маси. Ядерні сили і їх природа. Мезони.

Внутрішню енергію ядра можна розрахувати за формулою

$$E = \sum_{i=1}^n m_{0i} \cdot c^2 + \sum_{i=1}^n E_{ki} + E_n, \quad (3.1.3.1)$$

де  $\sum_{i=1}^n m_{0i} \cdot c^2$  - сумарна енергія спокою всіх нуклонів у ядрі;  $m_{0i}$  - маса довільного нуклона;  $c^2$  - квадрат швидкості світла;  $\sum_{i=1}^n E_{ki}$  - сумарна кінетична енергія внутрішнього ядерного руху нуклонів;  $E_n$  - потенціальна енергія взаємодії нуклонів.

Внутрішню енергію ядра також можна розрахувати за формулою:

$$E = M_{\xi} c^2, \quad (3.1.3.2)$$

де  $M_{\xi}$  - маса спокою ядра;  $c$  - швидкість світла.

Праві сторони рівностей (3.1.13) і (3.1.14) прирівняємо

$$\sum_{i=1}^n m_{0i} c^2 + \sum_{i=1}^n E_{ki} + E_n = M_{\xi} c^2,$$

звідки

$$\sum_{i=1}^n E_{ki} + E_n = M_{\xi} c^2 - \sum_{i=1}^n m_{0i} c^2. \quad (3.1.3.3)$$

В лівій стороні рівності (3.1.3.3) сумарну кінетичну енергію внутрішньоядерного руху нуклонів у ядрі в сумі з потенціальною енергією їх взаємодії називають повною енергією зв'язку, взятою із протилежним знаком. Тому

$$E_{зв} = - \left[ \sum_{i=1}^n E_{k,i} + E_n \right] = \sum_{i=1}^n m_{0i} c^2 - M_{\zeta} c^2. \quad (3.1.3.4)$$

Повна енергія зв'язку ядра визначається роботою, яку треба виконати, щоб розділити ядро на окремі нуклони без надання їм кінетичної енергії.

Якщо масу нуклонів у ядрі і масу ядра виразити в а.о.м., то повна енергія зв'язку ядра буде виражатись в MeB згідно з рівністю

$$E_{зв} = 931.48 \left[ \sum m_0 - m_{\zeta} \right] MeB, \quad (3.1.3.5)$$

де  $\sum m_0$  - сумарна маса спокою всіх нуклонів;  $m_{\zeta}$  - маса ядра спокою; 931.48 MeB – величина, еквівалентна енергії а.о.м.

З урахуванням числа протонів  $Z$  у ядрі і числа нейтронів  $A-Z$  вираз (3.1.3.5) перепишеться

$$E_{зв} = 931.48 \left[ Z m_p + (A - Z) m_n - M_{\zeta} \right] MeB, \quad (3.1.3.6)$$

де  $m_p$  – маса протона;  $m_n$  – маса нейтрона;  $M_{\zeta}$  – маса ядра.

Втрачаючи енергію на зв'язок нуклонів у ядрі, втрачається також маса. Ядро в зібраному стані завжди має масу меншу за сумарну масу нуклонів, з яких це ядро складається. Тому різницю мас в цьому випадку прийнято називати *дефектом маси*.

Дефект маси довільного ядра знаходиться за формулою

$$\Delta m = Z m_p + (A - Z) m_n - m_{\zeta}. \quad (3.1.3.7)$$

Надзвичайно великі значення енергії зв'язку атомних ядер свідчать про існування надзвичайно великих ядерних сил взаємодії між нуклонами.

Важливим є той факт, що енергія зв'язку, розрахована на один нуклон у будь-якому ядрі, приблизно однакова і складає біля  $E_0 \approx 8$  MeB.

$$E_0 = \frac{E_{зв}}{A} = \frac{931.48}{A} \left[ Z m_p + (A - Z) m_n - M_{\zeta} \right], \quad (3.1.3.8)$$

де  $A$  – число нуклонів у ядрі.

Залежність енергії зв'язку, розрахованої на один нуклон, в залежності від масового числа атома  $A$  стабільних ізотопів відображена на графіку (рис.3.5)

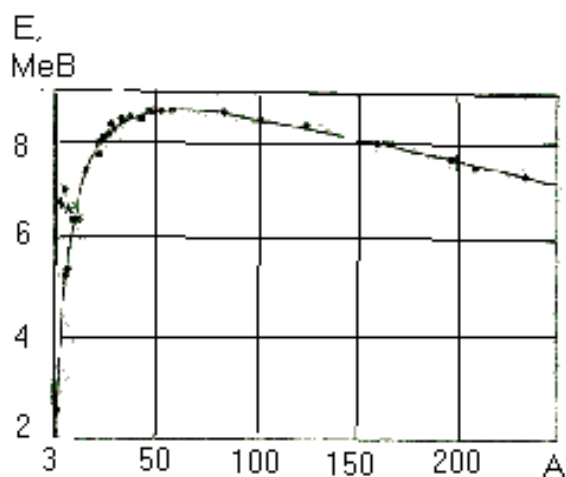


Рис. 3.5

Зменшення енергії зв'язку на один нуклон (питома енергія зв'язку) в ядрах атомів, які розташовані в кінці періодичної системи, вказує на те, що при поділі важкого ядра на два легших ядра виділятиметься енергія і такий процес може бути самочинним. Це дає змогу використати такі елементи для промислового виділення ядерної енергії, наприклад у ядерних реакторах.

Аналогічно можна звільняти достатньо велику енергію при синтезі з легких ядер більш важких. Цю енергію прийнято називати термоядерною.

Те, що при поділі важких ядер і синтезі з легких ядер більш важких звільняється значна енергія, вказує на значне притягання нуклонів у ядрі, тобто на існування ядерних сил.

Розрахунки показують, що ядерні сили майже у 137 разів перевищують сили кулонівського виштовхування і взаємодії магнетних моментів нуклонів. Це новий тип взаємодій, який істотно відмінний від інших видів взаємодії, серед яких можна назвати гравітаційні та електромагнетні.

Розглянемо основні характерні властивості ядерних сил. Ядерні взаємодії між двома протонами (p-p), двома нейтронами (n-n), протоном і нейтроном (p-n) однакові. Це говорить про те, що ядерні сили не залежать від електричного заряду. Протони й нейтрони мають однаковий ядерний заряд і відносяться до одного типу ядерних частинок – нуклонів. Властивість зарядової незалежності ядерних сил пояснює стійкість ядра дейтерію, яке складається лише з протона і нейтрона.

Ядерні сили мають властивість насичення. Кожний із нуклонів ядра вступає в ядерну взаємодію лише з обмеженим числом інших нуклонів. Такий висновок можна зробити з величини питомої енергії зв'язку нуклонів у ядрі, яка майже не залежить від числа нуклонів. Повна енергія зв'язку нуклонів у ядрі в цьому випадку пропорційна масовому числу  $A$ , а не  $A^2$ , у випадку відсутності насичення ядерних сил.

Ядерні сили належать до короткодійних. Радіус їх дії не перевищує  $2.0 \cdot 10^{-15}$  м. Дослідження взаємодій  $\alpha$ -частинок з ядрами легких елементів показали, що від відстані  $2.0 \cdot 10^{-15}$  м. діють ядерні сили притягання, а на відстанях менших за  $0.7 \cdot 10^{-15}$  м сили притягання між нуклонами змінюються на

досить сильне відштовхування, інакше густина ядерної речовини не була б однаковою для будь-яких ядер.

Ядерні сили не є центральними, оскільки залежать не лише від відстані між нуклонами, а й від взаємної орієнтації їх спінів.

Ядерні взаємодії дістали назву *сильних взаємодій*. Для сильних взаємодій питома енергія зв'язку нуклонів у ядрі складає від 7 до 8.7 МеВ.

Відомо, що будь-який вид взаємодій зводиться до обміну квантами. Так, квантами електромагнетних взаємодій є фотони; гравітаційних взаємодій – гравітони. У ядерних взаємодіях теж повинні існувати кванти ядерного поля.

У 1935 році японський фізик Юкава висунув сміливу гіпотезу про те, що в природі існують частинки з масою в 200÷300 разів більшою від маси електрона і що саме через них здійснюється взаємодія нуклонів. Носіями ядерних сил виявились  $\pi$  – мезони, відкриті в космічному випромінюванні у 1947 році. Було встановлено, що існують позитивні  $\pi^+$  - мезони й негативні  $\pi^-$  - мезони, маса яких 273  $m_e$ , та нейтральні  $\pi^0$ - мезони, з масою 264  $m_e$ . Згідно з мезонною теорією нуклони в ядрі постійно обмінюються відповідними мезонами. Цей процес відбувається через кожні  $4 \cdot 10^{-24}$ с. Мезони при цьому рухаються з швидкістю, близькою до швидкості світла.

Якщо два протони, або два нейтрони, або протон і нейтрон обмінюються нейтральними  $\pi^0$  – мезонами, то в цьому випадку на час обміну перетворення нуклонів не відбувається. Нейтрон з протоном також обмінюються  $\pi^-$ -мезоном. Втративши один  $\pi^-$ -мезон нейтрон на короткий час перетворюється в протон. В цей же час протон, поглинувши один  $\pi^-$  - мезон, стає нейтроном. Протон з нейтроном можуть обмінюватись  $\pi^+$  - мезоном. При цьому протон, втративши один  $\pi^+$  - мезон, перетворюється в нейтрон, а нейтрон, поглинувши  $\pi^+$  - мезон, перетворюється в протон.

Безпосередніх змін у масі протона або нейтрона внаслідок випромінювання або поглинання мезона не виявлено. Це дало можливість припустити, що вільними мезони в ядрі перебувають так мало часу, що виявити їх неможливо. Частинки такого типу у фізиці були названі *виртуальними*.

#### 4. Феноменологічні моделі будови атомного ядра.

Для побудови теорії ядра слід точно знати властивості ядерних сил. Але в науці ще не має достатньо ясного уявлення про природу цих сил. Тому фізикам при моделюванні ядерних процесів приходиться робити деякі спрощення. Та чи інша модель має право на існування, якщо зіставлення теоретичних розрахунків підтверджується відповідними експериментальними дослідженнями. Сьогодні мають право на існування кілька моделей ядра. Жодна з них не є універсальною. Всі моделі, якими користуються при поясненні тих чи інших процесів в ядрах атома, є наближені.

Здатність до насичення ядерних сил та дуже мала стисливість ядерної речовини стали основою для введення ще в 30-х роках Вейцекером



*краплинної моделі* ядра атома. За цією моделлю ядро схоже на краплю рідини сферичної форми, яка наповнена нуклонами. Відомо, що між молекулами краплі будь-якої рідини проявляються короткодійчі міжмолекулярні сили. Кожна молекула рідини взаємодіє лише з обмеженим числом інших молекул. Молекули в краплі рідини рухаються хаотично, часто взаємодіють одна з одною. На поверхні краплі молекули втягуються в середину, а це призводить до виникнення поверхневого натягу. Густина рідини краплі не залежить від її розмірів. Такі ж властивості спостерігаються у ядрах атомів. Нуклони, згідно з крапельною моделлю, інтенсивно і хаотично рухаються. Будь-яка взаємодія нуклонів у ядрі супроводжується обміном енергією і імпульсом. Ядерна крапля не розтікається, оскільки існує поверхневий натяг тощо.

Введення краплинної моделі будови ядра дозволило визначити радіуси ядер; показати, що густина ядерної речовини не залежить від масового числа. Вдалим застосуванням цієї моделі є пояснення на її основі процесу поділу атомних ядер Бором і Уілером. Процес поділу атомних ядер розглядався як розрив електрично зарядженої краплини на дві окремі краплини меншого розміру.

Проте, незважаючи на ці аналогії, слід пам'ятати, що ядерні і молекулярні явища є принципово різними. Так, сили молекулярної взаємодії в рідинах мають електромагнетну природу, тоді як ядерні сили мають зовсім іншу природу. Ядерна “рідина” є сумішшю двох “рідин”: протонної і нейтронної. Не слід також забувати, що рух нуклонів у ядрах є квантовим.

Головним недоліком крапельної моделі ядра є повна відсутність схожості речовини ядра і рідини. Навіть у найменшій краплі рідини містяться мільярди молекул, в той час як у ядрі атома може бути не більше 300 нуклонів. Не пояснює крапельна модель ядра дискретний характер  $\alpha$ -випромінювання. Не ясно також, чому серед багатьох хімічних елементів таблиці Менделєєва є особливо стійкі ядра? Виникло і ряд інших запитань, на які ця модель не давала відповіді.

У 1949 – 1950 р.р. Гепперд - Маєр і Йенсон запропонували більш реалістичну *оболонкову модель* будови атомного ядра. Згідно з цією моделлю в ядрах атомів є досить багато вільного місця. Тому нуклони в ядрах перебувають не в хаотичному русі, а рухаються на певних нуклонних оболонках, подібно до електронних енергетичних рівнів в атомах. Однак, на відміну від атома, в якому є виділений силовий центр – ядро і в якому діють електромагнетні сили з наближеним радіусом дії, для нуклонів такого центра в ядрі немає. Вважається, що нуклони на нуклонних оболонках рухаються в самоузгодженому полі інших нуклонів. Потенціальна енергія кожного нуклона має форму потенціальної ями. В цій моделі ядра були одержані магічні числа, було пояснено спіни і парність основних і деяких збуджених станів атомних ядер. У магічних ядер спостерігається особлива стійкість. Ця стійкість періодично повторюється при магічних числах протонів 2, 8, 20, 50 і 82 і магічних числах нейтронів 2, 8, 20, 50, 82 і 126. Якщо порівняти хімічні властивості елементів з властивостями магічних ядер, то можна відмітити :

- хімічні властивості елементів періодично повторюються при збільшенні порядкового номера  $Z$ , а магічні властивості ядер – при збільшенні масового числа  $A$ .

Така своєрідна періодичність повторення властивостей ядер стала основою для створення оболонкової моделі ядер. Згідно з цією моделлю нуклони в ядрах групуються на оболонках, кожна із яких за принципом Паулі може містити обмежене число нуклонів. Магічні властивості у ядер спостерігаються тоді, коли зовнішня нуклонна оболонка стане повністю заповненою. Перша нуклонна оболонка повністю заповнена у гелію  ${}^4_2\text{He}$  і складається з двох протонів і двох нейтронів. Друга нуклонна оболонка заповнена у кисню  ${}^{16}_8\text{O}$ . Наступні магічні ядра мають ізотопи  ${}^{40}_{20}\text{Ca}$ ,  ${}^{100}_{50}\text{Sn}$ ,  ${}^{164}_{82}\text{Pb}$ .

В цій моделі ядра було пояснено спіни і парність основних і деяких збуджених станів атомних ядер.

Крапельна й оболонкова моделі не лише суперечать одна одній, а й доповнюють одна одну. Кожна із цих моделей описує властивості ядер, які зовсім не пояснюються іншою моделлю.

Всі переваги крапельної і оболонкової моделі будови атомних ядер були об'єднані у так звану *узагальнену модель*. Ця модель була запропонована Рейнуотером, Бором і Моттельсоном у 1950 – 1953 р.р. В цій узагальненій моделі вважається, що в ядрі існує достатньо стійкий остов, який складається із замкнутих оболонок. Зовнішні нуклони розглядаються в цій моделі незалежними, і що вони рухаються в полі остова. На відміну від оболонкової моделі тут допускається деформація остова під дією зовнішніх нуклонів. Узагальнена модель пояснила існування несферичних ядер, їх обертальні і коливальні значення енергій. Узагальнена модель будови ядра атома поділяє ядерні рівні на одночастинні і колективізовані, обумовлені рухом остова, а також дає можливість розрахувати спін кожного такого рівня.

## 5. Радіоактивність. Закон радіоактивного розпаду.

Явище самочинного перетворення деяких нестійких ядер одних елементів в ядра інших елементів з випромінюванням різних типів елементарних частинок і електромагнетних хвиль надзвичайно малої довжини називається *радіоактивністю*.

Вперше це явище спостерігав французький фізик Анрі Беккерель ще в 1896 році. Подальші дослідження в цій області здійснювало подружжя Кюрі (П'єр Кюрі й Марія Кюрі, а також Резерфорд та ряд інших фізиків). Явище радіоактивності безпосередньо обумовлене лише внутрішньою будовою ядра і не залежить від зовнішніх умов (тиску, агрегатного стану, температури та ін.). Будь-які спроби вплинути на хід радіоактивного розпаду не мали позитивних наслідків. Виявлені закономірності радіоактивного розпаду залишались незмінними. Радіоактивні ядра часто називають материнськими, а ядра, які утворюються при радіоактивному розпаді – дочірніми. Перед розпадом

материнське ядро завжди має енергетичну невідповідність, тобто маса вихідного ядра перевищує суму мас продуктів розпаду. Тому кожне радіоактивне перетворення відбувається із виділенням енергії.

За своєю природою явище радіоактивності не відрізняється від розпаду “компаунд”-ядер, утворених дією деяких елементарних частинок на стабільні ядра. Але лише ті “компаунд” – ядра відносяться до радіоактивних, час життя яких можна виміряти експериментально. В даний час до радіоактивних відносяться всі ядра з часом життя  $10^{-9} - 10^{22}$  с.

Відмітимо, що радіоактивні ядра містять надлишок нейтронів або протонів порівняно із стабільними ядрами. В першому випадку стабільність ядра знижена підвищеною кількістю нейтрон-нейтронних взаємодій, а в другому випадку – протон-протонних взаємодій. Самочинно змінюючи свій склад, такі ядра переходять в стабільну область.

Радіоактивність може бути як природною так і штучною. Штучна радіоактивність була виявлена після синтезу необхідних ядер в 1936р. подружжям Ф. Жоліо-Кюрі і І. Жоліо-Кюрі.

Як і будь-який квантовий процес радіоактивність – явище статистичне. Однакові радіоактивні ядра в невеликій кількості розпадаються через різні проміжки часу. В цьому випадку будь-який прогноз розпаду є неможливим. Про середній час життя радіоактивних ядер судять лише для дуже великих кількостей однакових радіоактивних ядер. Те, що окремі радіоактивні ядра в системі мають дуже різний час життя, пояснюється такими причинами:

а) кулонівські сили протонів сильно протидіють вилітанням із ядер заряджених частинок ;

б) радіоактивні перетворення відбуваються не лише під дією сильних і електромагнетних взаємодій, але і під впливом слабких взаємодій, інтенсивність яких майже на два порядки нижча;

в) розпад відбувається тим повільніше, чим менша енергія при цьому звільнюється;

г) імовірність розпаду залежить від спінів материнського й дочірнього ядер. Чим більше їх спіни відрізняються, тим повільніше йде цей процес.

Імовірність протікання радіоактивного розпаду за одиницю часу визначається сталою розпаду  $\lambda$ . З макроскопічного числа  $N$  однакових радіоактивних ядер за одиницю часу розпадається  $\lambda N$  ядер. Цей добуток  $\lambda N$  називають активністю препарату. За одиницю активності взято один розпад за одну секунду. Цю величину називають Беккерелем.

$$1\text{Бк} = 1 \text{ розп./с.}$$

Часто користуються несистемною одиницею активності Кюрі, яка відповідає активності  $1\text{г}$  радію

$$1 \text{ Кюрі} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Бк.}$$

Розпад ядра завжди вважається подією випадковою, яка може відбутись в довільний момент часу. Це означає, що у відношенні до розпаду всі моменти часу є фізично еквівалентними. Тому радіоактивні ядра не мають природного віку, хоча і мають середній час життя.

Нехай в момент часу  $t = 0$  є  $N_0$  радіоактивних ядер. За час  $dt$  відбувається  $dN$  актів розпаду, пропорційного числу ядер  $N(t)$  в момент часу  $t$ , тобто

$$dN = -\lambda N(t)dt, \quad (3.2.1.1)$$

де  $\lambda$  - стала радіоактивного розпаду в  $\text{с}^{-1}$ .

Диференціальне рівняння (3.2.1.1) має вигляд

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t}, \quad (3.2.1.2)$$

де  $N_0$  – початкове число ядер на момент часу  $t=0$ ;  $N(t)$  – число ядер, які ще не розпались на момент часу  $t$ .

Рівняння (3.2.1.2) дістало назву *закону радіоактивного розпаду*.

Закон радіоактивного розпаду дає можливість визначити період піврозпаду  $T$  і середній час життя  $\tau$  радіоактивних ядер. За час півперіоду  $t = T$  число радіоактивних ядер зменшується вдвоє порівняно з початковим числом  $N_0$ , тобто

$$\frac{N_0}{2} = N_0 \cdot e^{-\lambda T}.$$

Звідки одержуємо

$$T = \frac{\ln 2}{\lambda}. \quad (3.2.1.3)$$

В інтервалі часу  $t$  і  $t + dt$  розпадається  $\lambda N dt$  ядер, кожне із яких має час життя  $t$ . Загальний час життя цих ядер дорівнює  $t \lambda N dt$ , а сумарний час життя всіх цих  $N_0$  ядер дорівнює інтегралу від добутку  $t \lambda N dt$  в межах від нуля до безмежності. Середній час життя радіоактивних ядер  $\tau$  дорівнює відношенню інтеграла до  $N_0$ :

$$\tau = \frac{1}{N_0} \int_0^{\infty} t \lambda N dt = \lambda \int_0^{\infty} t e^{-\lambda t} dt.$$

Після інтегрування одержуємо

$$\tau = \frac{1}{\lambda}. \quad (3.2.1.4)$$

Формула (3.2.1.4) показує, що чим більша стала розпаду  $\lambda$ , тим швидше розпадаються радіоактивні ядра. Порівнюючи (3.2.1.3) і (3.2.1.4), бачимо, що  $T$  і  $\tau$  мають один і той же порядок, причому

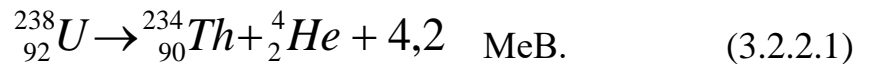
$$T = \tau \cdot \ln 2.$$

## 6. Закономірності альфа - і бета – розпаду.

### а). Механізм альфа – розпаду

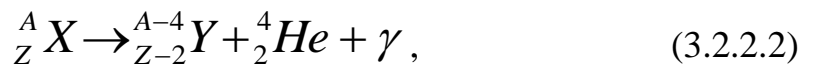
Явище альфа – радіоактивності було відкрите при вивченні радіоактивності природних елементів. Природні  $\alpha$  - випромінювачі розміщуються в таблиці Менделєєва, починаючи з номера  $Z \geq 82$  ( $Z=82$  має свинець). Оскільки в  $\alpha$  - частинці питома енергія зв'язку виявляється більшою, ніж у важких ядрах,  $\alpha$  - розпад енергетично є завжди можливим. Наприклад, нуклід урану  $^{238}_{92}\text{U}$  випромінює  $\alpha$  - частинки з періодом піврозпаду  $4,5 \cdot 10^9$  років.

Самочинно відбувається ядерна реакція



Різниця мас  $^{238}_{92}\text{U}$  і продуктів розпаду складає 4,2 MeV. (Маса материнського ядра перевищує суму мас продуктів розпаду на  $\Delta M = 0.0045$  а.о.м.).

Правило зміщення для  $\alpha$ - розпаду записують так:



де  $^A_Z\text{X}$  - материнське ядро;  $^{A-4}_{Z-2}\text{Y}$  - дочірнє ядро;  $^4_2\text{He}$  -  $\alpha$  - частинка;  $\gamma$  - гамма - квант, який звільняється дочірнім ядром при переході у менш збуджений або нормальний стан.

Процес  $\alpha$ - розпаду має дві особливості, які були відкриті експериментально.

Між пробігом  $\alpha$ -частинки, який може бути мірою її початкової енергії і сталою радіоактивного розпаду  $\lambda$  є проста залежність, емпірично встановлена Гейгером і Неттолом ще у 1911 році і відома під назвою закону Гейгера-Неттола:

$$\ln \lambda = A + B \ln R, \quad (3.2.2.3)$$

де  $A$  і  $B$  – сталі величини, причому стала  $B$  є однаковою для всіх радіоактивних елементів;  $A$  – є сталою лише в межах певного радіоактивного ряду.

Із закону Гейгера – Неттола випливає, що чим менш стабільні ядра, тим більша енергія у  $\alpha$ -частинок, які при цьому випромінюються.

Наступною особливістю  $\alpha$ - розпаду є досить низька енергія  $\alpha$ - частинок у момент вилітання із ядра, яка змінюється в межах 4–9 MeV. Насправді  $\alpha$ - частинки у момент вилітання із ядра повинні мати значно більшу енергію, рівну

висоті потенціального бар'єра. В реакції  $^{238}_{92}\text{U} \rightarrow ^{234}_{90}\text{Th}$  потенціальна енергія відштовхування  $\alpha$ - частинки на межі ядра торію складає біля 30 MeV.

Відповідно  $\alpha$ - частинка після подолання такого бар'єра повинна прискоритися до 30 MeV. Експериментально ж виявлені  $\alpha$ - частинки з енергією 4.2 MeV.

Чому енергія  $\alpha$ - частинок порівняно невисока, та як можна пояснити закон Гейгера-Неттола? Відповідь на ці запитання дає квантова механіка.

Перед початком  $\alpha$ - розпаду в багатьох ядрах уже існує по одній  $\alpha$ - частинці. Енергія такої частинки  $E_{\alpha}^1$ . Якби не було потенціального бар'єра,  $\alpha$ - частинка вилітала б із ядра з енергією  $E_{\alpha} = E_{\alpha}^1 - V_0$  (рис. 3.2.1).

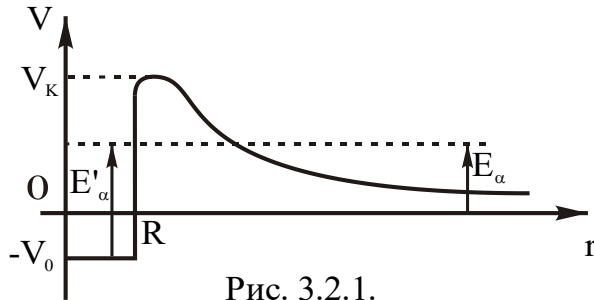


Рис. 3.2.1.

На рис. 3.2.1  $V_0$  – глибина потенціальної ями;  $E_{\alpha}$  - енергія  $\alpha$ - частинок після вилітання із ядра.

Таке враження, що, залишаючи ядра,  $\alpha$ - частинки не помічають існування потенціального бар'єра.

Згідно з законами квантової механіки  $\alpha$ - частинки проявляють хвильові властивості. При попаданні на стінку потенціального бар'єра вони відбиваються від неї як хвилі. Але не всі  $\alpha$ - частинки відбиваються від стінки. Частина із них проникає крізь стінку і залишає ядро з енергією  $E_{\alpha}$ . Ефект проникнення  $\alpha$ - частинок крізь потенціальний бар'єр при енергіях значно нижчих його висоти називається *тунельним ефектом*.

Імовірність проникнення  $\alpha$ - частинок крізь потенціальний бар'єр визначається його прозорістю  $D$ . При цьому стала радіоактивного розпаду  $\lambda$ , яка визначає імовірність розпаду за одиницю часу, дорівнює добутку “прозорості” бар'єра на число зіткнень  $n$   $\alpha$ - частинки з внутрішніми стінками бар'єра, тобто

$$\lambda = D n, \quad (3.2.2.3)$$

$$D = \exp\left[-\frac{2}{\hbar} \sqrt{2m_{\alpha}(V - E_{\alpha})} \cdot r\right], \quad (3.2.2.4)$$

де  $m_{\alpha}$  - маса частинки,  $r$  – ширина потенціального бар'єра;  $n$  – число ударів  $\alpha$ - частинки об стінку потенціального бар'єра;  $D$  – прозорість бар'єра у цьому місці.

Мала прозорість  $D$  бар'єра для проникнення крізь нього  $\alpha$ - частинки пояснює малу імовірність  $\alpha$ - перетворення (мала стала розпаду  $\lambda$ ) і великий

період піврозпаду. Це і є пояснення закону Гейгера – Неттола.

При  $\alpha$ - розпаді дочірнє ядро, як правило, перебуває у збудженому стані і енергетично є нестабільним. Перехід з такого збудженого стану в нормальний стан супроводжується випромінюванням  $\gamma$ -квантів. Середній час збудженого стану не перевищує  $10^{-13}$  с.

Дискретний спектр  $\alpha$ - випромінювання характеризує енергетичну структуру ядра атома. Пояснити дискретний спектр  $\alpha$ - випромінювання можна, виходячи лише із оболонкової моделі будови атомного ядра.

#### б). Закономірності $\beta$ - розпаду

Бета-розпад ядер радіоактивних елементів почали вивчати незабаром після відкриття радіоактивності. Відомі три види  $\beta$ -розпаду. Серед них  $\beta^-$ -розпад,  $\beta^+$ -розпад і К-захват. Експериментально було встановлено, що  $\beta$ - випромінювання складається з електронів або позитронів і що ці види випромінювання супроводжуються випусканням нейтрино або антинейтрино. Нейтрино – це елементарна частинка з нульовим електричним зарядом і масою спокою рівною нулю. Нейтрино має півцілий спіні подібно до електрона. Аналогічні характеристики має антинейтрино.

Правила зміщення для різних видів  $\beta$ - розпаду можна записати так:

##### а). електронний $\beta$ - розпад

$${}_Z^AX \rightarrow {}_{Z+1}^AY + {}_{-1}^0\beta + \tilde{\nu}_0; \quad (3.2.2.5)$$

##### б). позитронний $\beta$ - розпад

$${}_Z^AX \rightarrow {}_{Z-1}^AY + {}_{+1}^0\beta + \tilde{\nu}_0; \quad (3.2.2.6)$$

##### в). К-захват, або захват ядром електрона з К-оболонки

$${}_Z^AX + {}_{-1}^0\beta \rightarrow {}_{Z-1}^AY + \nu_0, \quad (3.2.2.7)$$

де  ${}_Z^AX$  – материнське ядро;  ${}_{Z\pm 1}^AY$  – дочірнє ядро;  ${}_{-1}^0\beta$  – електрон;  ${}_{+1}^0\beta$  – позитрон;  $\tilde{\nu}_0$  – антинейтрино;  $\nu_0$  – нейтрино.

Для пояснення різних видів  $\beta$ -радіоактивності прийшлося подолати значні труднощі. Перш за все слід було обґрунтувати походження електронів в процесі  $\beta$ -розпаду. Протонно-нейтронна будова ядра усуває вилітання з ядра електронів оскільки їх там немає.

Сучасна теорія  $\beta$ - розпаду ґрунтується на теорії, розробленій Фермі в 1931 р. Фермі у цій теорії стверджує, що протон або нейтрон можуть взаємно перетворюватись в пару частинок позитрон-нейтрино або електрон-антинейтрино. Така пара частинок породжується в ядрі дякуючи слабким взаємодіям подібно тому, як випромінюється фотон за рахунок

електромагнетних взаємодій. При цьому слід мати на увазі, що до процесу  $\beta$ -розпаду всередині ядра немає ні електрона ні нейтрино.

Найпростішим прикладом  $\beta$ - розпаду є перетворення вільного нейтрона в протон з періодом піврозпаду 12 хв.:



де  $\tilde{\nu}_0$  – антинейтрино;  ${}^0_{-1}\beta$  – електрон.

Такі перетворення нейтронів в протони були виявлені ще у 1950 році при дослідженні потужних нейтронних пучків атомних реакторів.

Процес перетворення нейтрона в протон в ядрах атомів супроводжується виконанням законів збереження електричних зарядів, імпульсу, масових чисел, лептонних зарядів та ін. Крім того, таке перетворення енергетично можливе, тому що маса нейтрона в спокої перевищує масу атома водню, тобто протона і електрона разом узятих. Різниця в масах нейтрона й протона з електроном дорівнює  $0.782 \text{ MeV}$ . За рахунок цієї енергії може відбуватись самочинне перетворення нейтрона в протон.

При позитронному розпаді, тобто процесі перетворення одного із протонів ядра в нейтрон, недостаток енергії для такого перетворення доповнюється ядром



де  $\nu_0$  – нейтрино, відрізняється від антинейтрино лише знаком лептонного заряду (для нейтрино  $-1$ , а для антинейтрино  $+1$ ).

Випадків перетворення вільного протона в нейтрон з випромінюванням нейтрино й позитрона поки що не спостерігалось. Такі перетворення заборонені законом збереження маси ( баріонного заряду ).

Третій вид  $\beta$ - радіоактивності – електронне захоплення було відкрито ще у 1937 році американськими фізиками. Цей вид радіоактивності полягає в тому, що ядром можуть бути захоплені електрони з електронної оболонки власного атома. При цьому це можуть бути К-, L-, М- електрони. Те, що такий процес можливий, пояснюється в квантовій механіці. З квантової точки зору електронних орбіт в атомах не існує через хвильові властивості електронів. Перебування електронів на оболонках має імовірнісний характер. Перебування електронів біля ядра і навіть у ядрі законами квантової механіки не забороняється. Тому в тих випадках, коли материнське ядро дещо перенасичене протонами, можливий електронний захват згідно з схемою:



Електронний захват завжди супроводжується рентгенівським випромінюванням.

Енергетичний спектр  $\beta$ - випромінювання є завжди суцільним з різкою межею для деякої максимальної енергії  $E_{\max}$  (рис.3.2.2.).



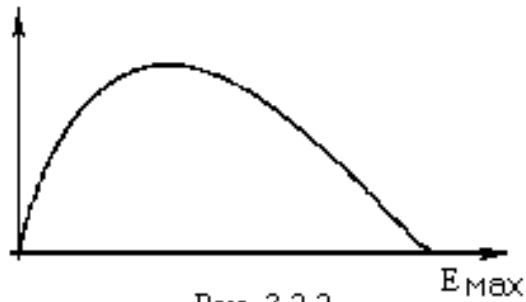


Рис. 3.2.2.

Гіпотеза про те, що  $\beta$ -частинки народжуються лише певних енергій, а потім частину її втрачають при вилітанні з ядер, не підтверджується експериментально. Все пояснюється дуже просто: це перш за все процес народження двох частинок – електрона й антинейтрино або позитрона й нейтрино. У випадку, коли електрон має енергію  $E_{\max}$ , антинейтрино має енергію рівну нулю. Між двома частинками в процесі радіоактивного розпаду енергія розподіляється довільно.

## 6. Гамма-випромінювання. Взаємодії $\gamma$ -променів з речовиною.

Якщо ядро збуджене і знаходиться в стані з більш високою енергією, то воно може самочинно перейти на більш низький енергетичний рівень, випустивши при цьому фотон. Відстані між енергетичними рівнями ядер складають величину порядку  $1-2 \text{ MeV}$ . Тому енергії фотонів, які випускаються ядрами, в сотні і тисячі разів перевищують енергію фотонів атомних оболонок. Такі високо енергетичні фотони, які випускаються ядрами атомів, називаються гамма-фотонами або гамма-квантами.

Установлено, що гамма-випромінювання ядер не є самостійним видом радіоактивності. Цей вид випромінювання завжди супроводжується  $\alpha$ - і  $\beta$ -випромінюванням. Гамма-кванти є продуктом випромінювання не материнських а дочірніх ядер. За проміжок часу  $10^{-13} - 10^{-14} \text{ с}$  дочірнє ядро переходить у нормальний або у менш збуджений стан, випромінюючи при цьому  $\gamma$ -кванти строго відповідних енергій. Тому спектр  $\gamma$ -випромінювання має дискретний характер.

При  $\gamma$ -випромінюванні масове число  $A$  і зарядове число  $Z$  не змінюються, тому таке випромінювання не описується жодним правилом зміщення. При радіоактивних розпадах різних ядер  $\gamma$ -кванти можуть мати енергію від  $10 \text{ keV}$  до  $5 \text{ MeV}$ .

Гамма-кванти мають нульову масу спокою, а тому не сповільнюються середовищем. При проходженні  $\gamma$ -квантів через середовище вони можуть або поглинатись, або розсіюватись.

Гамма-промені відносяться до сильно проникаючого випромінювання в речовині. Проходячи крізь речовину  $\gamma$ -кванти взаємодіють з атомами, електронами і ядрами, у результаті чого їх інтенсивність зменшується.

Знайдемо закон ослаблення паралельного моноенергетичного пучка  $\gamma$ -квантів у плоскій мішені. Нехай на поверхню плоскої мішені перпендикулярно до неї падає потік  $\gamma$ -квантів  $I_0$  (рис.2.3). Ослаблення пучка в речовині викликається поглинанням і розсіюванням  $\gamma$ -квантів.

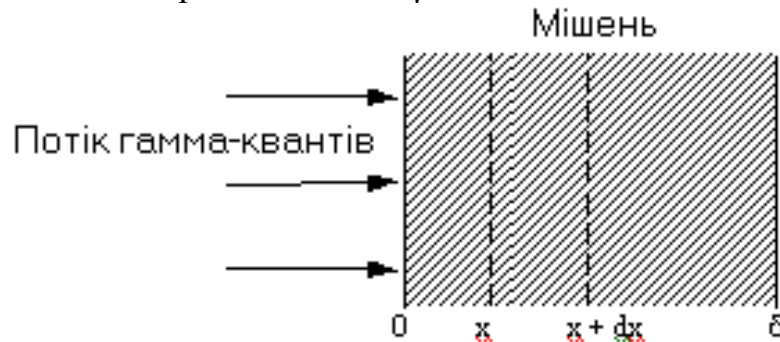


Рис.2.3

Розсіяний  $\gamma$ -квант втрачає частину своєї енергії при зіткненні з електронами і змінює напрямок свого поширення. На відстані  $x$  від зовнішньої поверхні потік  $\gamma$ -квантів ослабляється до величини  $I_{(x)}$ . У тонкому шарі мішені товщиною  $dx$  з потоку виводиться  $dI$   $\gamma$ -квантів. Величина  $dI$  пропорційна потоку  $I_{(x)}$  на поверхні шару і товщині шару  $dx$ :

$$I = -\mu I dx. \quad (3.2.3.1)$$

Знак мінус у правій частині рівняння показує, що в шарі потік зменшується на  $dI$   $\gamma$ -квантів. Перепишемо це рівняння у вигляді:

$$\mu = -\frac{dI}{I} \cdot \frac{1}{dx}. \quad (3.2.3.2)$$

**Коефіцієнт пропорційності**  $\mu$  називають **повним лінійним коефіцієнтом ослаблення**. Він має розмірність  $\text{см}^{-1}$  і чисельно дорівнює долі моноенергетичних  $\gamma$ -квантів, які вибувають з паралельного пучка на одиниці шляху випромінювання в речовині. Повний лінійний коефіцієнт ослаблення залежить від густини, порядкового номера речовини, а також від енергії  $\gamma$ -квантів:

$$\mu = \mu(\rho, x, E_j). \quad (3.2.3.3)$$

Помножимо ліву і праву частини рівняння (3.2.3.2) на  $dx$ , а потім проінтегруємо його в межах від 0 до  $x$ , одержимо:

$$\ln \frac{I_{(x)}}{I_0} = -\mu x. \quad (3.2.3.4)$$

Після потенціювання одержимо закон Бугера ослаблення паралельного моноенергетичного пучка  $\gamma$ -квантів у речовині:

$$I_{(x)} = I_0 \cdot e^{-\mu x}. \quad (3.2.3.5)$$

При проходженні товщини речовини, рівної шару половинного ослаблення  $d_{1/2}$ , потік  $\gamma$ -квантів зменшиться у два рази. Повний лінійний коефіцієнт ослаблення і шар половинного ослаблення пов'язані між собою рівнянням:

$$\mu = \frac{0,693}{d_{1/2}}. \quad (3.2.3.6)$$

Повний лінійний коефіцієнт ослаблення пропорційний густини речовини. Якщо розділити його на густину, то одержимо масовий коефіцієнт ослаблення:

$$\mu_m = \frac{\mu}{\rho}. \quad (3.2.3.7)$$

Величину  $\mu_m$  вимірюють у квадратних сантиметрах на грам ( $\text{см}^2/\text{г}$ ). Він чисельно дорівнює частині моноенергетичних  $\gamma$ -квантів, які вибувають з пучка при проходженні шару мішені товщиною  $1\text{г}/\text{см}^2$ .

Коефіцієнт  $\mu_m$  залежить від порядкового номера хімічного елемента речовини й енергії  $\gamma$ -квантів:

$$\mu_m = \mu_m(z, E_j). \quad (3.2.3.8)$$

Речовини з *однаковими* ефективними порядковими номерами мають *рівні* масові коефіцієнти ослаблення. Так, масові коефіцієнти ослаблення води, кисню, азоту, повітря, вуглецю і живої тканини мало відрізняються один від одного, тому що їх ефективні порядкові номери близькі за величиною.

Після заміни  $\mu = \mu_m \rho$  закон ослаблення (3.2.3.5) перепишеться у вигляді:

$$I_{(x)} = I_{(0)} e^{-\mu_m \mu_x}, \quad (3.2.3.9)$$

де  $\mu_x = \mu_m x$  - маса в грамах шару речовини товщиною  $x$  і площею поперечного перерізу  $1\text{ см}^2$ .

Зменшення гамма-квантів в пучку обумовлюється трьома основними, незалежними процесами: фотоефектом, комптон-ефектом і ефектом утворення електрон-позитронної пари. Кожний з цих ефектів характеризує взаємодію  $\gamma$ -квантів відповідно з атомами, електронами і ядрами. Унаслідок цього і повний лінійний коефіцієнт ослаблення дорівнює сумі трьох незалежних лінійних коефіцієнтів - фотоефекта  $\mu_f$ , комптон-ефекту  $\mu_k$  й ефекту утворення пара  $\mu_n$ :

$$\mu = \mu_f + \mu_k + \mu_n. \quad (3.2.3.10)$$

Кожний із коефіцієнтів по-різному залежить від порядкового номера елемента в таблиці Менделєєва й енергії гамма-квантів.

**Фотоефект.** Фотоефектом називається така взаємодія  $\gamma$ -кванта з атомом, при якому  $\gamma$ -квант поглинається повністю (зникає), а з атома вибивається електрон. Одна частина енергії  $\gamma$ -кванта  $E_j$  витрачається на розрив зв'язку

електрона з ядром  $\varepsilon_e$ , інша частина перетворюється в кінетичну енергію електрона  $E_e$ :

$$E_j = E_{e-} + \varepsilon_{e-}. \quad (3.2.3.11)$$

**Перша особливість** фотоефекта полягає в тому, що він відбувається тільки тоді, коли енергія  $\gamma$  - кванта більша за енергію зв'язку електрона в оболонці атома.

Фотоелектрон рухається майже перпендикулярно до напрямку поширення поглинутого  $\gamma$ - кванта (рис. 2.3). Рух фотоелектрона збігається з напрямком коливання електричної напруженості електромагнетного поля. Це показує, що фотоелектрон виривається з атома електричними силами.

**Друга особливість** фотоефекту - збільшення фотоелектричного поглинання  $\gamma$ - квантів з ростом енергії зв'язку електронів в атомі. Фотоефект практично не спостерігається на слабо зв'язаних електронах атома. При енергії  $\gamma$ - кванта  $E_j \gg \varepsilon_e$  їх можна вважати вільними. Такий електрон не може поглинати  $\gamma$ - квант. Це випливає із законів збереження енергії й імпульсу:

$$E_j = \frac{m_e v^2}{2}, \quad m_e v = \frac{E_j}{c} = \frac{m_e v^2}{2c}. \quad (3.2.3.12)$$

Фотоефект в основному відбувається на K - і L - оболонках атомів. Згідно з другим рівнянням вільний електрон, поглинувши  $\gamma$ - квант, повинен був би рухатися зі швидкістю, у два рази більшою за швидкість світла, що заперечує теорія відносності.

Лінійний коефіцієнт ослаблення фотоефекту  $\mu_f$  різко зменшується із збільшенням енергії, і при енергіях понад 10 MeV у свинці практично не виникають фотоелектрони.

**Комптон-ефект.** На слабо зв'язаних атомних електронах відбувається розсіювання  $\gamma$ -квантів, яке називається **комптон- ефектом**. Взаємодія  $\gamma$ -кванта з електроном у комптон-ефекті це пружне зіткнення двох кульок з масами

$$m_j = \frac{h\nu}{c^2} \text{ і } m_e \text{ (див. рис.3.2.3).}$$

У кожному пружному зіткненні  $\gamma$  - квант передає частину своєї енергії електрону і розсіюється. Оскільки розсіювання  $\gamma$  - квантів залежить від концентрації атомних електронів  $N_e \sim Z$ , то і комптон - ефект визначається порядковим номером речовини  $Z$ . Розсіювання  $\gamma$  - квантів відбувається головним чином на слабо зв'язаних електронах зовнішніх оболонок атомів.

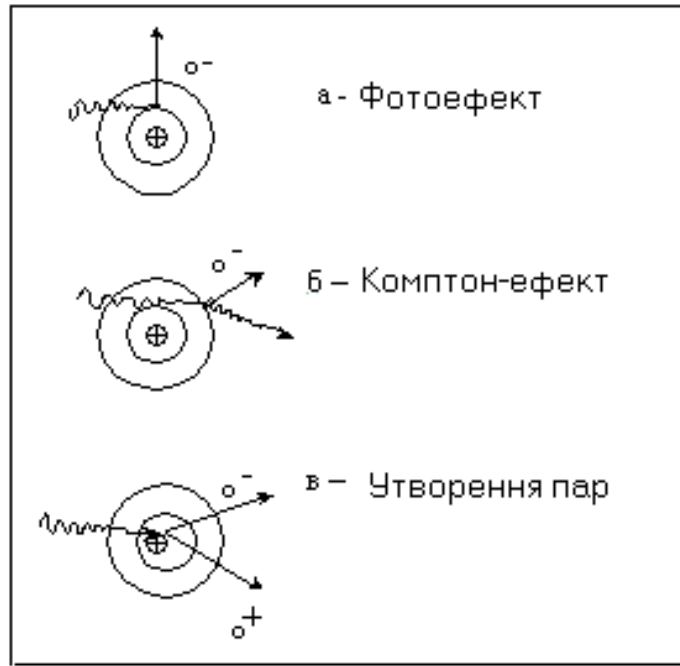


Рис. 3.2.3

Лінійний коефіцієнт ослаблення комптон - ефекту  $\mu_k$  пропорційний відношенню  $z/E_j$ . Тому зі збільшенням енергії доля розсіяних  $\gamma$  - квантів зменшується.

У свинці комптон - ефект починає переважати над фотоефектом в енергетичній області  $E_j > 0.5 \text{ MeV}$  (див. рис.2.4). Зменшення коефіцієнта  $\mu_k$  із збільшенням енергії  $\gamma$  - квантів більш плавне, ніж коефіцієнта  $\mu_f$ . Тому в області енергії  $E_j > 0.5 \text{ MeV}$  у свинці утвориться більше комптон - електронів, ніж фотоелектронів. Комптон - ефект стає *незначним* при енергіях понад **50 - 100 MeV**.

**Утворення електрон-позитронних пар.** Гамма - квант у полі ядра може утворити пару частинок: електрон і позитрон (див. рис.3.2.4). Вся енергія  $\gamma$  - кванта перетворюється в енергію спокою електрона й позитрона  $2m_e c^2$  і в кінетичні енергії цих частинок  $E_e$  і  $E_{e^+}$ . Умова утворення електрон-позитронної пари знаходиться із закону збереження енергії:

$$h\nu = 2m_e c^2 + E_{e^-} + E_{e^+}. \quad (3.2.3.13)$$

Пари частинок виникають тільки в тому випадку, якщо енергія  $\gamma$  - кванта перевищує подвоєну масу спокою електрона, рівну 1.02 MeV. Поза полем ядра або, скажимо електричним полем зарядженої частинки,  $\gamma$  - кванту заборонено перетворюватися в пару частинок, тому що в цьому випадку порушується закон збереження імпульсу. Це впливає, наприклад, із граничної умови утворення пари. Гамма - квант з енергією 1.02 MeV енергетично може породити електрон і позитрон. Однак їх імпульс буде дорівнювати нулю, тоді як імпульс  $\gamma$  - кванта дорівнює  $h\nu/c$ , тобто не може дорівнювати нулю.

У полі ядра імпульс і енергія  $\gamma$  - кванта розподіляються між електроном, позитроном і ядром без порушень законів збереження енергії й імпульсу. Маса ядра незрівнянно більша маси електрона і позитрона, тому воно одержує дуже малу частку енергії. В цьому випадку вся енергія  $\gamma$  - кванта перетворюється в

енергію електрона й позитрона. Лінійний коефіцієнт ослаблення, пов'язаний з утворенням електрон-позитронної пари  $\mu_{\text{п}}$  пропорційний  $z^2/\ln E_j$ . Цей ефект помітний у важких речовинах при великих енергіях. Коефіцієнт  $\mu_{\text{п}}$  стає відмінним від нуля при граничній енергії  $E_j = 1.02 \text{ MeV}$ . Починаючи з енергії **10 MeV** основне поглинання  $\gamma$  - квантів відбувається в полі ядра. Повний лінійний коефіцієнт ослаблення  $\mu$  як сума трьох коефіцієнтів із збільшенням енергії спочатку зменшується (див. рис.3.2.4) приймаючи мінімальне значення при енергії **3 MeV**, а потім збільшується.

Такий хід кривої пояснюється тим, що при низьких енергіях залежність  $\mu(E_j)$  обумовлюється фотоефектом і комптон- ефектом, а вже при енергіях більших за **3 MeV**, у коефіцієнт  $\mu$  основний внесок дає ефект утворення електрон-позитронної пари. Свинець найбільш прозорий для  $\gamma$  - квантів з енергією близько **3 MeV**.

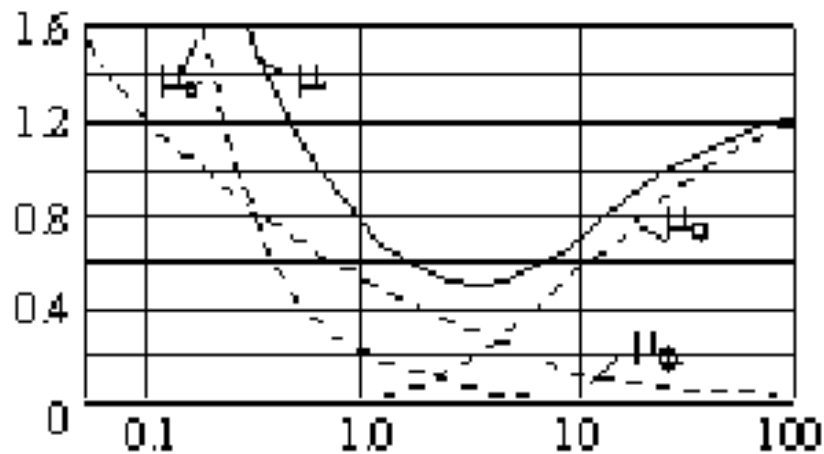


Рис. 3.2.4

Взаємодія випромінювання з речовиною відбувається в одних ефектах поглинання  $\gamma$  - квантів (фотоефект, утворення пар), в інших розсіюванням (комптон - ефект). Тому повний лінійний коефіцієнт часто поділяють на дві складові:

$$\mu = \mu_a + \mu_s, \quad (3.2.3.14)$$

де  $\mu_a = \mu_{\text{ф}} + \mu_{\text{п}}$  - лінійний коефіцієнт поглинання;  $\mu_s = \mu_{\text{к}}$  - лінійний коефіцієнт розсіювання.

Використовуючи лінійний коефіцієнт поглинання легко розрахувати енергію випромінювання  $E$ , поглинену в одиниці об'єму речовини. Якщо потік моноенергетичних  $\gamma$  - квантів з енергією  $E_j$  дорівнює  $\Phi$ , то:

$$E_a = \mu_a \cdot \Phi E_j. \quad (3.2.3.15)$$

Процес перетворення  $\gamma$ -кванта в електрон-позитронну пару записують так:

$$\gamma \rightarrow {}^0_{-1}\beta + {}^0_{+1}\beta, \quad (3.2.3.16)$$

де  ${}^0_{-1}\beta$  - електрон;  ${}^0_{+1}\beta$  - позитрон.

Зворотний процес взаємодії позитрона й електрона називаються анігіляцією



При проходженні  $\gamma$ -променів у речовині наряду із фотоефектом, комптонівським розсіюванням і утворенням електрон-позитронних пар, спостерігаються також резонансні явища. Якщо ядро опромінювати  $\gamma$ -квантами з енергією, яка дорівнює різниці одного із збуджених нуклонних рівнів і основного енергетичного стану ядра, то спостерігається резонансне поглинання  $\gamma$ -випромінювання ядрами. Ядра здатні поглинати енергію  $\gamma$ -квантів в тих випадках, коли вони можуть випромінювати такі ж  $\gamma$ -кванти у випадку збудженого стану. Це явище вперше спостерігав у 1958 році Мессбауер, яке на його честь було названо ефектом Мессбауера. Явище Мессбауера має досить широке використання в медичній діагностиці.

## 7. Природа ядерних реакцій. Поріг і механізм ядерних реакцій.

Ядерні реакції – це штучне перетворення ядер одних хімічних елементів в ядра інших хімічних елементів під дією на ядра – мішені частинок-снарядів. Вперше ядерну реакцію здійснив у 1919 році Резерфорд, діючи  $\alpha$ -частинками з енергією біля 7.5 MeV на ядра азоту  ${}^{14}_7N$ :



Ядерні реакції відбуваються з виконанням законів збереження сумарного масового числа (верхні індекси) і сумарного електричного заряду (нижні індекси). При здійсненні ядерних реакцій виконуються також закон збереження енергії, імпульсу, моменту імпульсу тощо.

Ядерні реакції можуть бути ендотермічними (з поглинанням енергії) і екзотермічними (з виділенням енергії).

Найменша енергія частинки-снаряду при якій можлива ендотермічна ядерна реакція, називається енергетичним порогом ядерної реакції.

Екзотермічні реакції не мають енергетичного порога і можуть відбуватись при будь-яких значеннях енергії частинок-снарядів. Однак імовірність ядерних перетворень зростає з ростом енергії частинок-снарядів. В ядерній реакції, яку спостерігав Резерфорд у 1919 році, вперше виявлено вільні протони, які до цього часу ще не реєструвались. Ця ядерна реакція відбувається протягом дуже малого часу  $\tau \approx 10^{-23}$  с, необхідного для пролітання нуклоном з швидкістю, близькою до швидкості світла, через ядро. Такі реакції називають прямими ядерними реакціями.

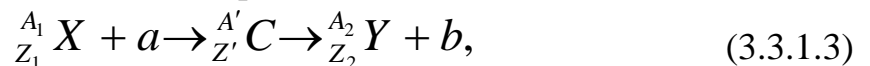
В 1930 році здійснена пряма ядерна реакція взаємодії  $\alpha$ -частинки з ядром берилію і утворенням вільних нейтронів. Нейтронне випромінювання мало досить велику проникну здатність через відсутність електричного заряду.



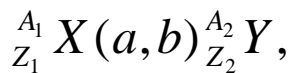
З відкриттям нейтронів (Чедвік, 1932р.) розпочалась ера різноманітних ядерних реакцій.

В основі переважної більшості ядерних реакцій є зіткнення частинок-снарядів ( до яких відносяться нейтрони,  $\alpha$ -частинки, протони, дейтрони ) з ядрами-мішенями. Частинка-снаряд повинна мати достатню енергію для подолання значного потенціального бар'єра кулонівських сил відштовхування ядра-мішені. Проникнувши в ядро-мішень частинка-снаряд застрягає в ньому, передаючи при цьому свою енергію значному числу нуклонів в радіусі дії ядерних сил. Якщо ядро-мішень, одержавши таку енергію, стає збудженим протягом часу  $\tau_1 \approx 10^{-14}$  с, то такі ядерні реакції відбуваються через складене або компаунд-ядро.

Складене, або компаунд-ядро через час  $\tau_1 \approx 10^{-14}$  с. переходить в нормальний стан, випромінюючи іншу частинку. Схематично ядерні перетворення через проміжне складене ядро виглядають так:



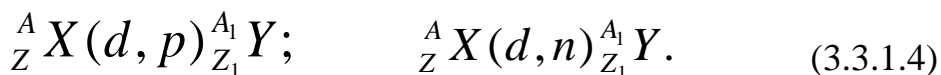
або



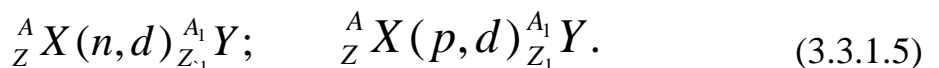
де  ${}_{Z_1}^{A_1}X$  – вихідне ядро – мішень;  $a$  – частинка – снаряд;  ${}_{Z'}^{A'}C$  – складене або компаунд-ядро;  $b$  – частинка, яка вилітає з ядра внаслідок реакції;  ${}_{Z_2}^{A_2}Y$  – ядро, яке є продуктом ядерної реакції.

Серед ядерних реакцій, які відбуваються через складене ядро слід відмітити ядерні реакції відриву і ядерні реакції захоплення.

При ядерних реакціях відриву частинки – снаряди (дейтрони) віддають ядру – мішені або один протон, або один нейтрон згідно з схемою:



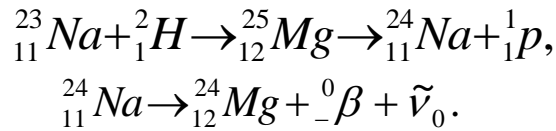
При ядерних реакціях захоплення ядро – мішень поглинувши один протон, або один нейтрон випромінює дейтрон:



Прямі ядерні реакції, а також ті, які відбуваються через складене ядро, потребують досить великих енергій налітаючих частинок.

Якщо складене ядро переходить в нормальний стан через час значно більший  $\tau \approx 10^{-14}$  с, то говорять, що в такому випадку відбувається штучна радіоактивність. Такою реакцією може бути така реакція:





Знайдемо тепловий ефект ядерної реакції, яка здійснюється за схемою  ${}_Z^AX(a,b)_{Z_1}^{A_1}Y$ . Запишемо спочатку баланс енергій в цій ядерній реакції, враховуючи, що повна енергія ядер дорівнює енергії спокою і кінетичній енергії:

$$M_{\zeta}(Z, A) \cdot c^2 + m_a c^2 + E_1 + E_a = M_{\zeta}(Z_1, A_1) \cdot c^2 + m_b c^2 + E_2 + E_b,$$

де індексами  $a$  і  $b$  позначені енергії відповідних частинок  $E_A$  і  $E_B$ ;  $E_1$  – кінетична енергія ядра-мішені;  $E_2$  – кінетична енергія вихідного ядра.

Згрупуємо енергії спокою в лівій частині, а кінетичні енергії – в правій:

$$\left[ M_{\zeta}(Z, A) + m_a - M_{\zeta}(Z_1, A_1) - m_b \right] c^2 = E_2 + E_b - E_1 - E_a.$$

Зміна кінетичної енергії в реакції дорівнює абсолютному значенню зміни енергії спокою і називається тепловим ефектом ядерної реакції  $Q$ .

$$Q = \left[ M_{\zeta}(Z, A) + m_a - M_{\zeta}(Z_1, A_1) - m_b \right] \cdot c^2. \quad (3.3.1.6)$$

У випадку, коли відповідні маси спокою взяті у а.о.м., тепловий ефект реакції  $Q$  дорівнює:

$$Q = \left[ M_{\zeta}(Z, A) + m_a - M_{\zeta}(Z_1, A_1) - m_b \right] \cdot 931 \text{ MeV}. \quad (3.3.1.7)$$

## 8. Реакції ділення. Ланцюгова реакція. Використання ядерної енергії.

Взаємодія ядер важких елементів (уран, торій) з нейтронами може привести до поділу цих ядер на приблизно рівні осколки. Ядерні реакції такого типу називають реакціями поділу.

Механізм ділення важкого ядра після його взаємодії з нейтроном можна пояснити, виходячи з краплинної моделі будови ядра. В такому ядрі діють ядерні й кулонівські сили. Припустимо, що ядро поглинуло один нейтрон. Таке ядро, перебуваючи в збудженому стані, здійснює відповідну пульсацію, довільно змінюючи свою форму. Серед великої кількості різноманітних пульсацій, форма ядра може випадково стати еліпсоїдною. Завдяки дії поверхневих ядерних сил, а також кулонівських сил відштовхування є велика імовірність, що еліпсоїдне ядро стане гантелеподібним і після цього буде розірване на дві частини. Схематично це виглядає так:

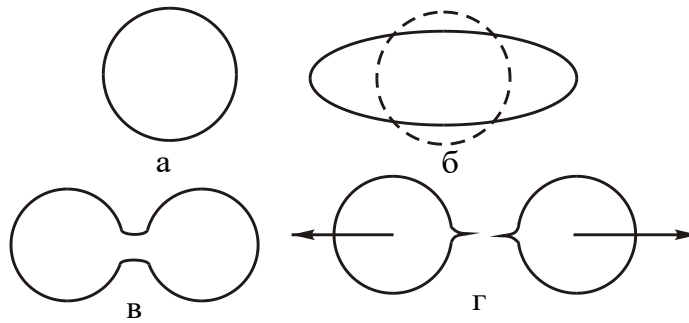
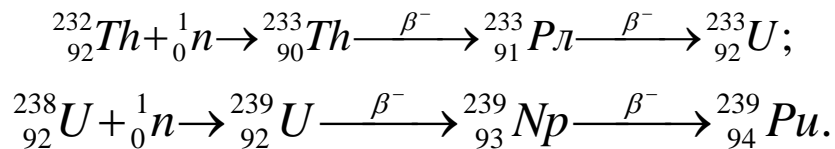


Рис. 2.3.1.

В середній частині “гантелі” буде підвищена концентрація нейтронів. Ці нейтрони не перебувають під дією кулонівських сил, а тому як правило 2÷3 з них не встигають потрапити у відповідні осколки ділення. Отже, реакція ділення починається з поглинання важким ядром одного теплового нейтрона і закінчується розривом його на два приблизно рівні осколки з виділенням ще двох-трьох теплових нейтронів.

Зупинимось на реакціях ділення урану. Природний уран складається з двох основних ізотопів  ${}_{92}^{235}\text{U}$  (0,7 %) і  ${}_{92}^{238}\text{U}$  (99,3 %). Поглинувши тепловий нейтрон ( $W \approx 25$  кеВ), ядро  ${}_{92}^{235}\text{U}$  перетворюється в ядро  ${}_{92}^{236}\text{U}$  з енергією збудження 6,4 МеВ, а поріг ділення  ${}_{92}^{236}\text{U}$  дорівнює 5,8 МеВ. Тому робимо висновок, що ядро  ${}_{92}^{235}\text{U}$  ділиться під дією нейтрона довільної енергії. В той же час, для  ${}_{92}^{238}\text{U}$  поріг ділення досягає енергії 5,8 МеВ, а енергія збудженого ядра після взаємодії  ${}_{92}^{238}\text{U}$  з нейтроном складає приблизно 4,8 МеВ. Робимо висновок, що ядро  ${}_{92}^{238}\text{U}$  зможе ділитись лише після взаємодії з нейтроном, енергія якого не нижча 1 МеВ.

Теплові нейтрони ділять крім ядра  ${}_{92}^{235}\text{U}$  ще ядра  ${}_{92}^{233}\text{U}$  і ядра  ${}_{94}^{239}\text{Pu}$ , які в природі не зустрічаються. Ці ізотопи одержують штучно в ядерних реакторах на швидких нейтронах ( $W \geq 1$  МеВ):



Торій і  ${}_{92}^{238}\text{U}$ , які використовуються для одержання необхідних матеріалів, називають ядерною сировиною.

Ізотопи  ${}_{92}^{235}\text{U}$ ,  ${}_{92}^{233}\text{U}$ ,  ${}_{94}^{239}\text{Pu}$  - є ядерним горючим для ядерних котлів і матеріалами для виготовлення ядерних бомб.

Для практичного застосування поділу важких ядер масу матеріалів ділення підбирають такою, щоб нейтрони після першого акту ділення змогли зустрітись

з іншими ядрами і спричинити їх ділення. Процес наростання числа актів поділу буде лавиноподібним, а реакція ділення в такому випадку буде називатись ланцюговою.

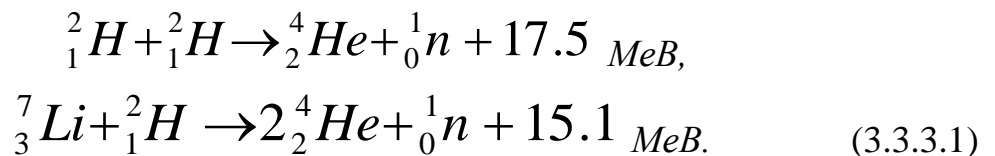
Ланцюгова реакція може бути керованою при розміщенні в активній зоні реактора сповільнювача нейтронів (як правило це графіт, або важка вода) і поглиначу нейтронів (кадмій). За допомогою цих матеріалів досягають коефіцієнта розмноження нейтронів  $K=1$ ; У випадку коли  $K>1$  ланцюгова реакція може стати надкритичною і спричинити вибух. Якщо  $K<1$ , то ланцюгова реакція є підкритичною і може зменшитись до нуля. В будь-якому реакторі відповідна система автоматики підтримує коефіцієнт розмноження нейтронів в критичному стані  $K=1$ .

Об'єм активної зони стане набагато меншим, якщо використовувати збагачений  ${}^{235}_{92}\text{U}$ . Чим більша концентрація  ${}^{235}_{92}\text{U}$ , тим менша робоча зона і менша кількість ділячого матеріалу перебуває в активній зоні.

Некерована ланцюгова реакція може здійснюватись в ядерній бомбі, розміри якої тим менші, чим вища концентрація ділячого матеріалу.

## 9. Термоядерні реакції. Енергія зірок. Керований термоядерний синтез.

Оскільки у гелію  ${}^4_2\text{He}$  енергія зв'язку нуклонів у ядрі дуже велика (28.3 MeV), то є можливість одержувати ядерну енергію, при здійсненні таких ядерних реакцій

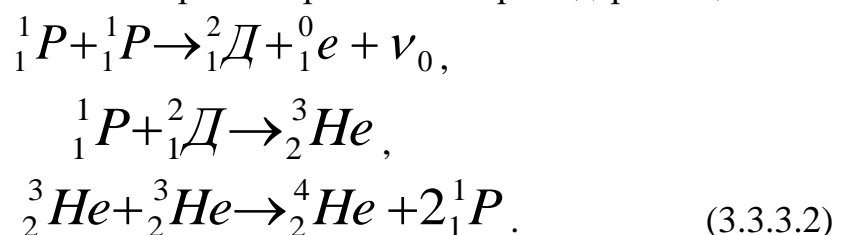


В обох випадках частинка-снаряд має позитивний заряд. Проникнення такої частинки в ядро-мішень потребує величезної енергії. Температура плазми, в якій можливі подібні реакції, повинна досягати мільйонів градусів. Такі реакції називаються термоядерними.

Термоядерні реакції відбуваються в зірках і є джерелом їх енергії. Некерована термоядерна реакція здійснюється у водневій бомбі, джерелом енергії в якій є вибух ядерної бомби.

Керований термоядерний синтез пов'язаний з надзвичайно великими технічними труднощами, які ряд учених надіються подолати у 21 сторіччі.

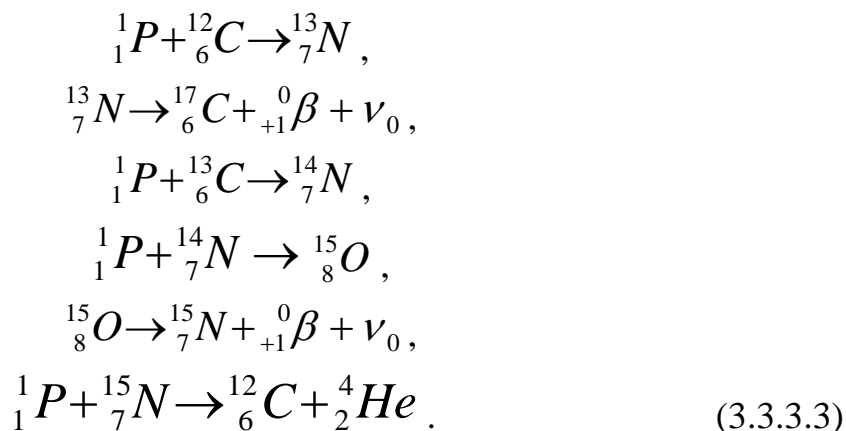
Якщо температура зірки в її центральній частині не перевищує  $10^7 \text{ K}$ , то імовірно, що в її надрах здійснюється протон-протонний термоядерний цикл



Повний енергетичний вихід такого процесу складає біля

28.3 MeV. Час, за який відбувається повний протон-протонний цикл складає мільйони років.

На більш гарячих зірках, температура в надрах яких  $t > 10^8$  K імовірно, що відбувається вуглецево - азотний цикл, або цикл Бете.



Весь цикл Бете відбувається в середньому за 13 мільйонів років. Енергія, яка виділяється при цьому, становить 26.8 MeV.

Хоч термоядерні реакції на Сонці й зірках приводять до зменшення водню, розрахунки показують, що кількості водню на Сонці вистачить ще на мільярди років.

## 10. Ядерна зброя.

### а) Ядерні вибухові пристрої

Ядерна реакція, енергія якої використовується в ядерних вибухових пристроях, полягає в поділі ядра за рахунок захоплення ним нейтрона. Поглинання нейтрона здатне привести до поділу практично будь-якого ядра, однак для переважної більшості елементів реакція ділення можлива тільки у випадку якщо нейтрон до його поглинання ядром мав енергію, яка перевищує деяке граничне значення. Можливість практичного використання ядерної енергії у ядерних вибухових пристроях або у ядерних реакторах обумовлена існуванням елементів, ядра яких можуть ділитись під впливом нейтронів будь-якої енергії, у тому числі і як завгодно малої. Речовини, які мають подібні властивості називаються речовинами, що діляться.

Єдиним хімічним елементом, який може давати ядерну реакцію поділу і міститься в природі в значних кількостях є ізоотп урану-235. Вміст цього ізоотпу в природному урані складає усього 0.7%. Частина, що залишилася, приходить ся на уран-238. Оскільки хімічні властивості ізоотпів абсолютно однакові, для виділення урану-235 із природного урану необхідне здійснення достатньо складного процесу поділу ізоотпів. У результаті може бути отриманий високозбагачений уран, який містить близько 94% урану-235, придатний для використання в ядерній зброї.

Речовини, які при певних умовах можуть давати реакцію поділу, можуть бути отримані також штучно, причому найменш складним із практичної точки зору є одержання плутонію-239. Він утворюється в результаті захоплення

нейтрона ядром урану-238 (і наступного ланцюжка радіоактивних перетворень проміжних ядер). Подібний процес можна здійснити в ядерному реакторі, який працює на природному або слабо збагаченому урані. Надалі, плутоній може бути виділений з відпрацьованого палива реактора у процесі хімічної переробки.

Для створення ядерних вибухових пристроїв можуть бути використані й інші речовини, які здатні давати реакцію поділу, наприклад уран-233, який отримують опроміненням в ядерному реакторі торію-232. Однак, практичне застосування знайшли лише уран-235 і плутоній-239, насамперед через відносну простоту одержання цих ізотопів.

Можливість практичного використання енергії, яка виділяється при поділі ядер, обумовлена тим, що реакція поділу може мати ланцюговий, самопідтримувальний характер. У кожному акті поділу утворюється приблизно два вторинних нейтрони, які, будучи захоплені іншими ядрами, можуть викликати їх поділ, а це в свою чергу приводить до утворення цілої лавини нейтронів. При створенні спеціальних умов, кількість нейтронів, а отже й актів поділу, росте від покоління до покоління.

Залежність кількості актів поділу від часу може бути описане за допомогою коефіцієнта розмноження нейтронів  $k$ , який дорівнює різниці кількості нейтронів в одному акті поділу і кількості нейтронів, втрачених за рахунок поглинання. Якщо параметр  $k$  менший одиниці, то реакція поділу не має ланцюгового характеру, тому що кількість нейтронів, здатних викликати поділ виявляється меншою, ніж їх початкова кількість. При досягненні значення  $k=1$  кількість нейтронів, які викликають поділ, а значить і актів поділу, не змінюється від покоління до покоління. Реакція поділу набуває самопідтримувального ланцюгового характеру. Стан речовини, у якому реалізується ланцюгова реакція поділу з  $k=1$ , називається критичним. При  $k>1$  говорять про надкритичний стан.

Залежність кількості актів поділу від часу може бути показано за допомогою формули:

$$N = N_0 e^{\frac{(k-1)t}{\tau}},$$

де  $N$  - *повне* число актів поділу, через час  $t$  від початку реакції;  $N_0$  - *число* ядер, які зазнали поділу у першому поколінні;  $k$ -коефіцієнт розмноження нейтронів;  $\tau$  - час "зміни поколінь," тобто середній час між послідовними актами поділу, характерне значення якого складає  $10^{-8}$  с.

Якщо допустити, що ланцюгова реакція починається з одного акту поділу і значення коефіцієнта розмноження складає 2, то нескладно оцінити кількість поколінь, необхідних для виділення енергії, еквівалентної вибуху 1 кілотонни тринітротолуолу ( $4.19 \cdot 10^{12}$  Дж). Оскільки в кожному акті поділу виділяється приблизно 180 МеВ ( $2.9 \cdot 10^{-11}$  Дж), то повинно відбутися  $1.451 \cdot 10^{23}$  актів поділу (що відповідає поділу приблизно 57 г урану - 235). Подібна кількість поділів відбувається за приблизно 53 покоління. Весь процес займає близько 0.5

мікросекунди, причому основна частка енергії виділиться протягом останніх декількох поколінь. Продовження процесу всього на кілька поколінь приведе до значного росту виділеної енергії. Так, для збільшення енергії вибуху в 10 разів (до 100 кт) необхідно всього п'ять додаткових поколінь.

Основним параметром, який визначає можливість здійснення ланцюгової реакції поділу і швидкості виділення енергії в ході цієї реакції є *коефіцієнт розмноження нейтронів*. Цей коефіцієнт залежить як від властивостей ядер, так і від кількості вторинних нейтронів, перетину реакцій поділу і захоплення, так і від зовнішніх факторів, які визначають втрати нейтронів, викликані їх вильотом за межі активної зони. Імовірність втрати нейтронів залежить від геометричної форми зразка і збільшується із збільшенням площі його поверхні. Імовірність же захоплення нейтрона пропорційна концентрації ядер речовини поділу, і довжині шляху, який проходять нейтрони у зразку. Якщо взяти зразок у формі кулі, то при збільшенні маси зразка імовірність захоплення нейтрона, який приводить до поділу, росте швидше, ніж імовірність його втрати, а це приводить до збільшення коефіцієнта розмноження. Масу, при якій подібний зразок досягає критичного стану ( $k=1$ ), *називають критичною масою речовини*. Для високозбагаченого урану значення критичної маси складає близько 52 кг, для збройового плутонію - 11 кг. Критичну масу можна зменшити приблизно вдвічі, оточивши зразок речовини що ділиться, шаром матеріалу, який відбиває нейтрони, наприклад, берилію або природного урану.

Ланцюгова реакція можлива і при наявності меншої кількості речовини. Оскільки імовірність захоплення пропорційна концентрації ядер збільшення щільності зразка, наприклад, у результаті його стиску, може призвести до виникнення у зразку критичного стану. Саме цей спосіб і застосовується в ядерних вибухових пристроях, у яких маса речовини поділу, яка перебуває в підкритичному стані, переводиться у надкритичний стан за допомогою спрямованого вибуху деякого заряду і створення сильного стиску. Мінімальна кількість речовини поділу, необхідної для здійснення ланцюгової реакції, залежить в основному від досяжного на практиці ступеня стиску.

Ступінь і швидкість стиску маси речовини поділу визначають не тільки кількість матеріалу, що розщеплюється, необхідного для створення вибухового пристрою, але і потужність вибуху. Причиною цього служить той факт, що енергія, яка виділяється в ході ланцюгової реакції приводить до швидкого розігріву маси речовини поділу, і, як результат, до розльоту цієї маси. Через якийсь час заряд втрачає критичність і ланцюгова реакція зупиняється. Оскільки повна енергія вибуху залежить від кількості ядер, що встигли поділитися за час протягом якого заряд знаходився в критичному стані, для одержання досить великої потужності вибуху необхідно утримувати масу речовини, що ділиться, у критичному стані як можна довше. На практиці це досягається шляхом швидкого стиску заряду за допомогою спрямованого вибуху, так що в момент початку ланцюгової реакції, маса речовини поділу має дуже великий запас критичності.

Оскільки в процесі стиску заряд знаходиться в критичному стані, необхідно усунути сторонні джерела нейтронів, які можуть дати початок ланцюгової реакції ще до досягнення зарядом необхідного ступеня критичності. Передчасний початок ланцюгової реакції приведе, по-перше, до зменшення швидкості виділення енергії, а по-друге, до більш раннього розльоту заряду і втраті ним критичності. Після того як маса речовини поділу виявилася в критичному стані, початок ланцюгової реакції можуть дати акти спонтанного поділу ядер урану або плутонію. Однак, інтенсивність спонтанного поділу виявляється недостатньою для того, щоб забезпечити необхідний ступінь синхронізації моменту початку ланцюгової реакції з процесом стиску речовини і для забезпечення досить великої кількості нейтронів у першому поколінні. Для вирішення цієї проблеми в ядерних вибухових пристроях застосовують спеціальне джерело нейтронів, що забезпечує "вприскування" нейтронів у масу речовини поділу. Момент "вприскування" нейтронів повинний бути ретельно синхронізований із процесом стиску, тому що занадто ранній початок ланцюгової реакції приведе до швидкого початку розльоту речовини поділу, і, отже, до значного зменшення енергії вибуху.

Вибух першого ядерного вибухового пристрою був здійснений у США 16 липня 1945 р. в Аламогордо, штат Нью Мексико. Пристрій був плутонієвою бомбою, у якій для створення необхідної критичності використовувався спрямований вибух. Потужність вибуху такої бомби склала близько 20 кт. У Радянському Союзі вибух першого ядерного вибухового пристрою, аналогічного американському, був здійснений 29 серпня 1949 р.

### **б) Термоядерні вибухові пристрої**

У термоядерній зброї енергія вибуху утворюється в ході реакції синтезу легких ядер, таких як дейтерій і тритій, що є ізотопами водню або літію. Подібні реакції можуть відбуватися тільки при дуже високих температурах, при яких кінетична енергія ядер достатня для їх зближення на досить малу відстань. Температури, про які йде мова, складають близько  $10^7$ - $10^8$  К.

Використання реакцій синтезу для збільшення потужності вибуху може бути здійснене різними способами. Перший спосіб полягає у розміщенні усередину звичайного ядерного пристрою контейнера з дейтерієм і тритієм. Високі температури, які виникають в момент вибуху ядерного заряду приводять до того, що ядра легких елементів вступають у реакцію, за рахунок якої відбувається додаткове виділення енергії. За допомогою подібного методу можна помітно збільшити потужність вибуху. У той же час, потужність подібного вибухового пристрою як і раніше обмежується кінцевим часом розльоту речовини поділу.

Інший спосіб – створення багатоступінчастих вибухових пристроїв, у яких за рахунок спеціальної конфігурації вибухового пристрою енергія звичайного ядерного заряду (т.зв. первинний заряд) використовується для створення необхідних температур в окремо розташованому "вторинному" термоядерному заряді, енергія якого, у свою чергу, може бути використана для підриву

третього заряду і т.д. Перше випробування подібного пристрою під назвою "Майк"- було здійснено в США 1 листопада 1952 р. У Радянському Союзі подібний пристрій було вперше випробувано 22 листопада 1955 р. Потужність вибухового пристрою, сконструйованого подібним чином, може бути як завгодно великою. Найпотужніший ядерний вибух був здійснений саме за допомогою багатоступінчастого вибухового пристрою. Потужність вибуху склала 60 Мт, причому потужність пристрою була використана лише на одну третину.

### **в) Послідовність подій при ядерному вибуху**

Виділення величезної кількості енергії у ході ланцюгової реакції поділу, приводить до швидкого нагрівання речовини вибухового пристрою до температури близько  $10^7$  К. При таких температурах речовина стає інтенсивно випромінювальною іонізованою плазмою. На цьому етапі виділяється близько 80% енергії вибуху у вигляді енергії електромагнетного випромінювання. Максимум енергії цього випромінювання, приходить на рентгенівський діапазон спектра. Подальший хід подій при ядерному вибуху визначається в основному характером взаємодії первинного теплового випромінювання з навколишнім до епіцентра вибуху середовищем, а також властивостями цього середовища.

У випадку, якщо вибух здійснено на невеликій висоті в атмосфері, первинне випромінювання поглинається повітрям до відстаней декількох метрів від епіцентра вибуху. Поглинання рентгенівського випромінювання приводить до утворення так званої хмари вибуху, що характеризується дуже високою температурою. На першій стадії ця хмара зростає в розмірах за рахунок радіаційної передачі енергії з гарячої внутрішньої частини до її холодної периферії. Температура газу в хмарі вибуху приблизно постійна по об'єму і знижується із його збільшенням. У момент коли температура хмари знижується до приблизно 300 тисяч градусів, швидкість фронту хмари зменшується до величин, порівнюваних зі швидкістю звуку. У цей момент формується ударна хвиля, фронт якої "відривається" від границі хмари вибуху. Для вибуху потужністю 20 кт ця подія настає приблизно через 0.1 мс після вибуху. Радіус хмари вибуху в цей момент сягати близько 12 метрів.

Інтенсивність теплового випромінювання хмари вибуху цілком визначається видимою температурою її поверхні. На якийсь час повітря, нагріте в результаті проходження вибухової хвилі, маскує хмару вибуху, поглинаючи випромінювану нею радіацію, так що температура видимої поверхні хмари вибуху відповідає температурі повітря за фронтом ударної хвилі. Із збільшенням розмірів фронту температура у фронті хвилі через приблизно 10 мс після початку вибуху падає до  $3000^{\circ}\text{C}$  і він знову стає прозорим для випромінювання хмари вибуху. Температура видимої поверхні хмари вибуху знову починає рости і через приблизно 0.1 с після початку вибуху сягає приблизно  $8000^{\circ}\text{C}$  (для вибуху потужністю 20 кт). У цей момент потужність випромінювання хмари вибуху максимальна. Після цього температура видимої



поверхні хмари і, відповідно, випромінювана ним енергія швидко падає. У результаті вибуху, основна частина енергії випромінювання висвічується за час менше однієї секунди.

Формування імпульсу теплового випромінювання й утворення ударної хвилі відбувається на самих ранніх стадіях існування хмари вибуху. Оскільки усередині хмари міститься основна частка радіоактивних речовин, що утворюються в ході вибуху, подальша його еволюція визначає формування сліду радіоактивних опадів. Після того як хмара вибуху охолоне настільки, що вже не випромінює у видимій області спектра, процес збільшення її розмірів продовжується за рахунок теплового розширення і вона починає підніматися вгору. У процесі підйому хмара захоплює за собою значну масу повітря і ґрунту. Протягом декількох хвилин хмара досягає висоти в кілька кілометрів і може досягти стратосфери. Швидкість випадання радіоактивних опадів залежить від розміру твердих частинок, на яких вони конденсуються. Якщо в процесі свого формування хмара вибуху досягла поверхні, кількість ґрунту, захопленого при підйомі хмари буде досить великою і радіоактивні речовини осідають в основному на поверхні частинок ґрунту, розміри яких можуть досягати декількох міліметрів. Такі частинки випадають на поверхню землі у відносній близькості від епіцентра вибуху, причому за час випадання їх радіоактивність практично не зменшується.

У випадку якщо хмара вибуху не дотикається до поверхні землі, радіоактивні речовини що містяться в ній, конденсуються в набагато менші частинки з характерними розмірами 0.01-20 мікрон. Оскільки такі частинки можуть досить довго існувати у верхніх шарах атмосфери, вони розсіюються над дуже великою площею і за час, що пройшов до їх випадання на поверхню, встигають втратити значну частину своєї радіоактивності. У цьому випадку радіоактивний слід практично не спостерігається. Мінімальна висота, вибух на яку не приводить до утворення радіоактивного сліду, залежить від потужності вибуху і складає приблизно 200 метрів для вибуху потужністю 20 кт і близько 1 км для вибуху потужністю 1 Мт.

Ударна хвиля, яка формується на ранніх стадіях існування хмари вибуху, являє собою один з основних руйнівних факторів атмосферного ядерного вибуху. Основними характеристиками ударної хвилі є піковий надлишковий тиск і динамічний тиск у фронті хвилі. Здатність об'єктів витримувати вплив ударної хвилі залежить від безлічі факторів, таких як наявність несучих елементів, матеріал будівлі, орієнтація стосовно фронту. Надлишковий тиск у 1 атм, що виникає на відстані 2.5 км від наземного вибуху потужністю 1 Мт, здатний зруйнувати багатоповерховий будинок із залізобетону. Для протистояння впливу ударної хвилі військові об'єкти, особливо шахти балістичних ракет проектуєть таким чином, щоб вони могли витримати надлишкові тиски в сотні атмосфер. Радіус області, у якій при вибуху в 1 Мт створюється подібний тиск складає близько 200 метрів. Відповідно, для руйнування укріплених цілей особливу роль грає точність попадання атакуючих балістичних ракет.

На початкових стадіях існування ударної хвилі її фронт є сферою з центром у точці вибуху. Після того як фронт досягає поверхні, утвориться відбита хвиля. Оскільки відбита хвиля поширюється в середовищі, через яку пройшла пряма хвиля, швидкість її поширення виявляється трохи більшою. У результаті, на деякій відстані від епіцентру дві хвилі зливаються біля поверхні землі і утворюють фронт, з приблизно в два рази більшим значенням надлишкового тиску. Оскільки для вибуху даної потужності відстань, на якій утвориться подібний фронт, залежить від висоти вибуху, висоту вибуху можна підібрати для одержання максимальних значень надлишкового тиску на визначеній площі. Якщо метою вибуху є знищення укріплених військових об'єктів, оптимальна висота вибуху вибирається дуже малою, що неминуче приводить до утворення значної кількості радіоактивних опадів.

Ще одним руйнівним фактором ядерної зброї є проникна радіація, яка є потоком високо енергетичних нейтронів і гамма-квантів, що утворюються як безпосередньо в ході вибуху, так і в результаті розпаду продуктів поділу. Поряд з нейтронами й гамма-квантами, у ході ядерних реакцій утворюються також альфа- і бета-частинки, вплив яких можна не враховувати через те, що вони дуже ефективно поглинаються на відстанях декількох метрів. Нейтрони й гамма-кванти продовжують виділятися протягом досить тривалого часу після вибуху, негативно впливаючи на радіаційну обстановку. До проникної радіації відносять нейтрони й гамма-кванти, які з'являються в процесі першої хвилини після вибуху. За час близько однієї хвилини хмара вибуху встигає піднятися на достатню висоту, щоб радіаційний потік на поверхні землі став практично непомітним.

Інтенсивність потоку проникної радіації і відстань на який її дія може завдати найбільшої шкоди, залежать від потужності вибухового пристрою і його конструкції. Доза радіації, отриманої на відстані близько 3 км від епіцентру термоядерного вибуху потужністю 1 Мт, достатня для того щоб викликати значні біологічні зміни в організмі людини. Ядерний вибуховий пристрій може бути спеціально сконструйований таким, щоб збільшити шкоду, яка наноситься проникною радіацією в порівнянні зі шкодою, яка наноситься іншими вражаючими факторами (так звана *нейтронна зброя*).

Процеси, які відбуваються в ході вибуху на значній висоті, де густина повітря невелика, трохи відрізняються від процесів, що відбуваються при проведенні вибуху на невеликих висотах. Насамперед, через малу густину повітря поглинання первинного теплового випромінювання відбувається на значно більших відстанях і розміри хмари вибуху можуть досягати десятків кілометрів. Істотний вплив на процес формування хмари вибуху пов'язаний з процесами взаємодії іонізованих частинок хмари з магнетним полем Землі. Іонізовані частинки, які утворилися в ході вибуху, здійснюють також помітний вплив на стан іоносфери, утрудняючи, а іноді і створюючи неможливим поширення радіохвиль (цей ефект може бути використаний для осліплення радіолокаційних станцій).

Одним з результатів проведення висотного вибуху є виникнення потужного електромагнетного імпульсу, який поширюється над дуже велику територією. Електромагнетний імпульс виникає й у результаті вибуху на малих висотах, однак напруженість електромагнетного поля в цьому випадку швидко спадає із збільшенням відстані від епіцентру. У випадку ж висотного вибуху, область дії електромагнетного імпульсу охоплює практично усю видиму з точки вибуху поверхню Землі.

У випадку, якщо ядерний вибух здійснено під землею, на початковій стадії вибуху поглинання навколишнім середовищем первинного теплового випромінювання приводить до утворення порожнини, тиск у якій протягом менш ніж мікросекунди зростає до декількох мільйонів атмосфер. Далі, протягом доли секунди в навколишній породі формується ударна хвиля, фронт якої обганяє поширення порожнини вибуху. Ударна хвиля викликає руйнування породи в безпосередній близькості від епіцентру і, ослаблюючись із просуванням, дає початок серії сейсмічних імпульсів, які супроводжують підземний вибух. Порожнина вибуху продовжує розширюватися з трохи меншою ніж на початку швидкістю, досягаючи значних розмірів. Так, радіус порожнини, утвореної вибухом потужністю 150 кт може досягти 50 метрів. На цьому етапі стіни порожнини є розплавленою породою. На третьому етапі газ усередині порожнини охолоджується, а розплавлена порода твердне на дні порожнини.

Протягом наступної стадії, яка може тривати від декількох секунд до декількох годин, тиск газів у порожнині падає так, що вони більше нездатні витримувати навантаження верхніх шарів породи і порожнина руйнується. У результаті утворюється вертикальна сигароподібна структура, заповнена уламками породи. Розміри цієї структури залежать від характеру породи, у якій здійснено вибух. У верхньому кінці цієї структури залишається порожнина, заповнена радіоактивними газами. У випадку якщо вибух відбувся на недостатньо великій глибині, частина газів може вийти на поверхню і створювати радіоактивне забруднення території.

#### **г) Нейтронна зброя**

Більш ніж піввікова історія ядерної зброї зазнала значних досягнень в справі її удосконалювання. Ядерна зброя першого покоління (його нерідко називають атомним) основана на використанні енергії, яка виділяється в ході ланцюгової ядерної реакції поділу ядер важких елементів урану або плутонію. Буквально через кілька років після випробування перших атомних зарядів вченим США і СРСР вдалося майже одночасно створити ядерну зброю другого покоління - термоядерну бомбу, в основі дії якої лежить реакція синтезу важких ізотопів водню - дейтерію і тритію. Значно більше часу треба було вченим для створення зброї третього покоління. Найбільш відомим зразком ядерної зброї третього покоління є нейтронна зброя.

Нейтронною бомбою або N-бомбою називають термоядерні заряди порівняно невеликої потужності з тротилівим еквівалентом від 1 до 10 кт із зміщенням енергетичного виходу в сторону нейтронного випромінювання. При

вибуху такого заряду за рахунок зменшення частини енергії, яка перетворювалась в ударну хвилю і світлове випромінювання, забезпечується значне збільшення енергії, яка виділялася у вигляді потоку швидких нейтронів. Принципова відмінність нейтронної бомби від термоядерної полягає в різній швидкості виділення енергії. У нейтронній бомбі виділення енергії відбувається значно повільніше, щось на зразок вибуху уповільненої дії. Для підігріву суміші дейтерію й тритію до температури в десятки мільйонів градусів використовується атомний міні детонатор з високозбагаченого плутонію-239.

Основним “руйнівним” фактором цієї зброї є потік швидких нейтронів з енергією до 14 МеВ. Кількість нейтронів, що виділяється в цьому випадку, прямо пропорційна масі речовин, які беруть участь у реакції синтезу, і складає близько  $10^{24}$  нейтронів на кілотонну потужності заряду. При цьому необхідно враховувати, що вибух нейтронних боєприпасів супроводжуються також випромінюванням гамма-квантів. При русі нейтронів і гамма-квантів в атмосфері відбувається поступове зменшення їх енергії унаслідок взаємодії з молекулами повітря. На близьких відстанях від епіцентру вибуху доля нейтронів у загальному потоці проникної радіації значно переважає долю гамма-випромінювання. Однак внаслідок різної довжини релаксації випромінювань у повітрі (відстань, на якій енергія випромінювання зменшується в  $e$  разів, де  $e = 2,72$  – основа натурального логарифма, - 235 метрів для нейтронів і 350 метрів для гамма-квантів) співвідношення між ними поступово змінюється. Для зарядів потужністю 1 кт починаючи з відстаней близько 1500 метрів і далі доля гамма-квантів спочатку вирівнюється з долею нейтронів, а потім буде переважати її.

Дослідження, проведені в останні десятиліття, дозволили розкрити механізм дії нейтронів на молекули органічних речовин. Ці дослідження показали, що швидкі нейтрони за своєю біологічною ефективністю значно перевершують інші види випромінювань ядерного вибуху. Після вибуху нейтрони рухаються зі швидкостями в кілька десятків кілометрів за секунду. Проникаючи, немов снаряди, у живі клітинки, вони вибивають ядра з атомів, рвуть молекулярні зв'язки, утворюють вільні радикали, що мають високу реакційну здатність, а це приводить до порушення основних циклів життєвих процесів у клітинах. Руйнівна дія нейтронів в живих організмах визначається сумарною дозою, яка ними поглинається. Вражені нейтронними променями живі організми в страшних муках за досить короткий час гинуть. Нейтронна бомба призначена для знищення нематеріальних цінностей (руйнування незначні), а живої сили.