

**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**

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

за темою - Будова атомного ядра

ЗАТВЕРДЖЕНО

Науково-методичною радою
Харківського національного
університету внутрішніх справ
Протокол від 22.02.2024 №2

СХВАЛЕНО

Методичною радою
Кременчуцького льотного
коледжу Харківського
національного
університету внутрішніх справ
Протокол від 17.01.2024 №6

ПОГОДЖЕНО

Секцією науково-методичної ради
ХНУВС з гуманітарних та соціально-
економічних дисциплін
Протокол від 22.02.2024 №2

Розглянуто на засіданні циклової комісії економіки, соціально-гуманітарних та фундаментальних дисциплін, протокол від 05.01.2024 №14

Розробник:

Викладач циклової комісії економіки, соціально-гуманітарних та фундаментальних дисциплін, Пузир М.С.

Рецензенти:

1.Доцент кафедри автомобілів та тракторів Кременчуцького національного університету імені Михайла Остроградського, кандидат технічних наук, доцент Черниш А.А.

2.Начальник відділу організації наукової роботи та гендерних питань КЛК ХНУВС, к.т.н., спеціаліст вищої категорії, викладач-методист Владов С.І.

План лекції

1. Склад і характеристики атомних ядер
2. Природа ядерних сил
3. Енергія зв'язку атомних ядер
4. Радіоактивність. Ядерні перетворення.
5. Закон радіоактивного розпаду

Рекомендована література:

Основна

1. Дмитрієва В. Ф. Фізика: навчальний посібник / В. Ф. Дмитрієва. – К.: Техніка, 2008. – 608 с.

Додаткова

2. Курс фізики : навчальний посібник / [Зачек І. Р., Кравчук І. М., Романишин Б. М., Габа В. М., Гончар Ф. М.]. – Львів : Видавництво «Бескид Біт», 2002. – 376 с.
3. 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.
4. 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.
5. Збірник задач з фізики : навчальний посібник / [Лопатинський І. Є., Зачек І. Р., Серeda В. М., Крушельницька Т. Д., Українець Н. А.]. – Львів : Видавництво Національного університету «Львівська політехніка», 2003. – 124с.

Текст лекції

1.Склад і характеристики атомних ядер

Ядра всіх елементів складаються із елементарних частинок двох видів: протонів і нейтронів (нуклонів).

Протони (іони атомів водню) мають заряд $+1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл $= +e$, масу $m_p = 1836,1 \cdot m_e$, спин 0,5, власний магнітний момент $\mu_p = 2,79 \cdot \mu_B = 2,79 \cdot \mu_B \cdot (m_p/m_e) = \mu_B/660$, де μ_B – магнетон Бора (див. розділ 8.2). Магнітний момент протона у 660 разів менший, ніж магнітний момент електрона.

Нейтрон був відкритий у 1932 році англійським фізиком Д.Чедвіком (1891-1974). При бомбардуванні берилію α – частинками (двозарядні іони гелію He^{+2}) було виявлене невідоме сильно проникаюче випромінювання. Енергія частинок

цього випромінювання була оцінена Чедвіком по взаємодії з азотом і аргоном. Були одержані значення 55 MeV, 90 MeV, 150 MeV з дуже великою розбіжністю. Для γ -випромінювання (короткохвильове електромагнітне випромінювання) таку велику різницю в енергії γ -квантів пояснити неможливо. Тому був зроблений висновок, що має місце потік важких частинок масою $m_n = 1836,6 \cdot m_e$. Велика проникаюча здатність (10÷20 см шар свинцю) пояснювалась відсутністю заряду. Не дивлячись на це, нейтрон має спіні $0,5\hbar$ і власний магнітний момент $\mu_n = -1,91 \cdot \mu_B$. Знак (-) показує, що вектор магнітного моменту направлений проти вектора механічного моменту.

Після відкриття нейтрона радянський фізик Д.Д.Іваненко і німецький В.К.Гейзенберг запропонували протонно-нейтронну модель ядра. По цій моделі ядро складається із протонів і нейтронів, загальна їх кількість дає масове число A . Число протонів Z дорівнює позитивному заряду ядра і кількості електронів в атомі. Це порядковий номер елементу в таблиці Д.І Менделєєва. Тоді очевидно, що число нейтронів $N = A - Z$. Позначаються ядра X_Z^A . Ядра з однаковим порядковим номером Z і різними масовими числами A , тобто різною кількістю нейтронів, називаються ізотопами, наприклад, ${}^{16}_8\text{O}$; ${}^{17}_8\text{O}$; ${}^{18}_8\text{O}$; ${}^1_1\text{H}$; ${}^2_1\text{H}$; ${}^3_1\text{H}$.

Радіуси ядер залежать від масового числа A (кількості нуклонів)

$$r_n = 1,3 \cdot \sqrt[3]{A} \cdot 10^{-15} \text{ м}, \quad (9.1)$$

а тому густина ядер усіх елементів однакова.

Спін ядра складається із спінів нуклонів, які орієнтуються антипаралельно. Тому більшість спінів нуклонів взаємно компенсуються. Ядра з парною кількістю протонів і парною кількістю нейтронів мають нульовий спін.

2 Природа ядерних сил

Між нуклонами в ядрі діють такі сили:

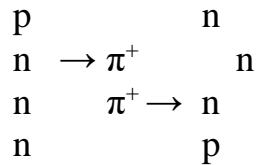
- **сили гравітаційного притягування**, але вони настільки малі, що не можуть забезпечити досить велику енергію зв'язку, яка спостерігається експериментально;
- **сили електростатичної природи** також не можуть забезпечити зв'язок, а навпроти приводять до відштовхування однойменно заряджених протонів і не діють на нейтрони;
- **ядерні сили**, які мають обмінну природу. Така гіпотеза вперше була запропонована у 1934 році радянським фізиком І.Є.Таммом (1895-1971) і розвинута японським фізиком Х.Юкавою.

Ідея про обмінну природу ядерних сил запозичена із квантової електродинаміки, де електромагнітна взаємодія між частинками пояснюється обміном фотонами – частинками з нульовою масою спокою. Юкава для пояснення великих значень енергії зв'язку атомних ядер припустив, що нуклони повинні обмінюватись частинками з ненульовою масою спокою. По його

оцінкам маса цих частинок повинна складати $200 \div 300 m_e$, тобто мати проміжне значення між масою електрона і масою нуклонів. Вони були названі **мезонами** від грецького слова мезос- середній. Такі частинки були виявлені у 1947 році в космічному випромінюванні і були названі **π -мезонами**, або просто **піонами**. Були виявлені позитивні π^+ , негативні π^- і нейтральні π^0 піони. Заряд позитивних піонів дорівнює заряду електрона. Меси заряджених піонів $273 \cdot m_e$, нейтрального - $264 \cdot m_e$ дійсно лежать в межах, передбачених Юкавою. Спіни всіх піонів дорівнюють 0.

Розглянемо процес обміну піонами між нуклонами.

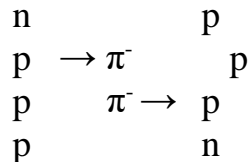
а) Між протоном (p) і нейтроном (n) з участю π^+ -піона:



Протон випромінює π^+ -піон, перетворюючись у нейтрон. Цей піон поглинається нейтроном. Утворюється протон. Далі процес іде в зворотному напрямку. Схематично його можна записати так

$$p + n \leftrightarrow n + \pi^+ + n \leftrightarrow n + p. \quad (9.2)$$

б) Між протоном (p) і нейтроном (n) з участю π^- -піона:

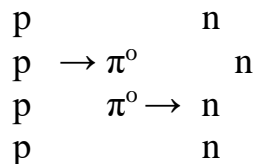


Схематично

$$n + p \leftrightarrow p + \pi^- + p \leftrightarrow p + n. \quad (9.3)$$

Видно, що при обміні зарядженими піонами кожний нуклон частину часу знаходиться в зарядовому стані, а частину в нейтральному.

в) Між протоном і нейтроном нейтральним піоном:



Схематично

$$p + n \leftrightarrow p + \pi^0 + n \leftrightarrow p + n. \quad (9.4)$$

Аналогічно зображається обмін між однаковими нуклонами

$$p + p \leftrightarrow p + \pi^0 + p \leftrightarrow p + p. \quad (9.5)$$

$$n + n \leftrightarrow n + \pi^0 + n \leftrightarrow n + n. \quad (9.6)$$

Таким чином кожний нуклон безперервно випромінює і поглинає піони, утворюючи навколо себе піонні хмари.

Розглянемо рад експериментальних фактів та їх пояснення з точки зору піонної теорії ядерних сил.

– **Зарядова незалежність** ядерних сил, тобто сили зв'язку між р-р, р-п, п-п однакові. Це спостерігається в дослідах по розсіюванню одних нуклонів на інших. По піонній теорії принципової різниці між протонами і нейтронами для взаємодії між собою немає.

– **Насичений характер ядерних сил** заключається в тому, що кожний нуклон утворює зв'язок з обмеженим числом сусідніх нуклонів. Дійсно, обмінна взаємодія піонами може здійснюватись тільки з найближчими нуклонами, і коли є перекриття піонних хмар.

– **Наявність магнітних моментів** не тільки у протонів, а і у нейтронів піонна модель пояснює тим, що кожний нуклон оточений піонами, частина з яких можуть бути зарядженими. Така система може мати магнітний момент, аналогічно існуванню магнітного моменту у нейтральних атомів.

– **Кінцевий радіус дії ядерних сил** впливає із ненульової маси спокою піонів. Схеми (9.2)-(9.6) на перший погляд протирічать закону збереження енергії. Дійсно, була якась частинка, потім утворилась така ж і ще деяка (піон) здавалось би з нічого. Але якщо випромінений піон буде поглинутий за короткий проміжок часу (у відповідності з принципом невизначеності Гейзенберга за час $\Delta t \leq \frac{h}{\Delta E}$),

експериментально виявити це порушення закону збереження неможливо. Оцінімо радіус дії ядерних сил. Нехай піони рухаються із швидкістю $V = 10^8$ м/с близькою до швидкості світла протягом максимально можливого часу Δt . Врахуємо співвідношення Ейнштейна $\Delta E = m_\pi \cdot c^2$. Одержуємо

$$r = V \cdot \Delta t = \frac{V \cdot h}{m_\pi \cdot c^2} = \frac{10^8 \cdot 6,62 \cdot 10^{-34}}{273 \cdot 9,1 \cdot 10^{-31} \cdot 9 \cdot 10^{16}} \approx 3 \cdot 10^{-15} \text{ м.}$$

Це значення добре узгоджується з розмірами атомних ядер.

Таким чином, основні властивості ядерних сил вдається пояснити нуклон-піонною взаємодією.

3 Енергія зв'язку атомних ядер

Піонна теорія не дає можливості точно розрахувати енергію зв'язку ядер. Тому її розраховують по **дефекту мас**. Це різниця між масою всіх уособлених нуклонів і масою ядра, яке утворилось із цих нуклонів

$$\Delta m = Z \cdot m_p + (A - Z) \cdot m_n - m_{\text{я}} = Z \cdot m_H + (A - Z) \cdot m_n - m_{\text{я}} \quad (9.7)$$

Тут $m_{\text{я}}$, $m_{\text{а}}$ - маси ядра і атома відповідно, $m_{\text{н}}$ – маса атома водню. Енергія зв'язку $E_{\text{зв}}$ розраховується за формулою Ейнштейна

$$E_{\text{зв}} = \Delta m \cdot c^2. \quad (9.8)$$

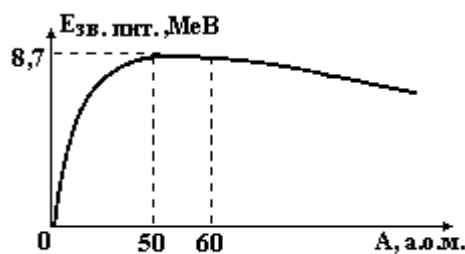


Рисунок 9.1

Енергія зв'язку, що припадає на один нуклон, називається питомою енергією зв'язку. Вона залежить від атомного номера елемента (рис.9.1) і складає декілька MeV. Це набагато більше (приблизно у 10^6 раз), ніж енергія зв'язку електрона в атомі ~ 10 eV. Ядра з масовими числами $50 \div 60$ а.о.м. (а.о.м.- атомна одиниця маси $1,66 \cdot 10^{-27}$ кг) мають найбільшу питому

енергію зв'язку і тому вони найбільш енергетично вигідні. Це елементи Cr, Mn, Fe, Co, Ni. Інші елементи теж досить стійкі, тому що для реакції ділення і реакцій синтезу необхідно подолати певний потенціальний бар'єр, тобто необхідна енергія активації. Якщо цей бар'єр подолати, то будуть протікати ядерні реакції з виділенням енергії, тому що питома енергія зв'язку як легких (реакції синтезу), так і важких (реакції ділення) менша, ніж 8,7 MeV. Різниця цих енергій і буде виділятися. Це досить велика енергія. Наприклад, при синтезі двох ядер дейтерію H_1^2 в ядро гелію He_2^4 виділяється енергія 24 MeV, тоді як в реакції горіння вуглецю $\text{C} + \text{O}_2 \rightarrow \text{CO}_2$ виділяється тільки 5 eV.

4 Радіоактивність. Ядерні перетворення.

Правило зміщення

Радіоактивністю називається процес перетворення одних атомних ядер у інші, яке супроводжується випромінюванням певних елементарних частинок. До радіоактивних процесів відносяться:

α – розпад, випромінюються іони гелію He^{+2} (α – частинки);

β – розпад;

γ – розпад, випромінюються γ – кванти, електромагнітне випромінювання з малою довжиною хвилі ($10^{-10} \div 10^{-13}$ м);

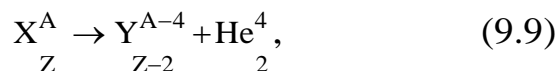
Протонна радіоактивність, випромінюються протони, іони атомів водню H^+ ;

Реакції поділу важких ядер.

Ці процеси можуть протікати як самовільно (природна радіоактивність), так і викликатись штучно (штучна радіоактивність).

Розглянемо приклади деяких радіоактивних перетворень.

α – розпад протікає по схемі (X, Y – символи вихідного і кінцевого елементів відповідно):



наприклад, ${}_{92}^{238}\text{U} \rightarrow {}_{90}^{234}\text{Th} + {}_2^4\text{He}$, уран перетворився у торій.

Атом, що утворюється, може знаходитись у збудженому стані. Тоді переходячи в нормальний стан, цей атом може випромінювати рентгенівські промені (γ – випромінювання). Крім того α – частинка має значну кінетичну енергію.

β – розпад. Існують три різновидності β – розпаду:

– **електронний розпад**, коли ядро випромінює електрон:

$${}_Z^AX^A \rightarrow {}_{Z+1}Y^A + {}_{-1}^0e + \tilde{\nu}, \quad (9.10)$$

наприклад, ${}_{90}^{234}\text{Th} \rightarrow {}_{91}^{234}\text{Pa} + {}_{-1}^0e + \tilde{\nu}$,

торій перетворився в протактиній і електрон. Але тут виникає ще одна частинка ν -нейтрино, або $\tilde{\nu}$ - антинейтрино з половинним спіном, нульовим зарядом, і масою, набагато меншою від маси електрона. Саме вони забезпечують виконання закону збереження моменту імпульсу. Дійсно, так як спін ядра дорівнює 0,5, а спін електрона $\pm 0,5$, то загальний спін частинок, які виникають при такому перетворенні, може бути або 0, або 1, що відрізняється від спіна вихідного атома (0,5). Нейтрино і антинейтрино були експериментально виявлені у 1956 році.

– **β^+ - розпад, або позитронний розпад.** У цьому випадку із ядра вилітає позитрон – частинка, яка має заряд $+e$ і масу електрона.

$${}_Z^AX^A \rightarrow {}_{Z-1}Y^A + {}_{+1}^0e + \nu, \quad (9.11)$$

наприклад, ${}_7^{13}\text{N} \rightarrow {}_6^{13}\text{C} + {}_{+1}^0e + \nu$ азот перетворюється у вуглець.

– **електронний захват** полягає в поглинанні (захопленні) ядром електрона першої електронної орбіти (К-орбіти), тому що вона найближча до ядра. Значно рідше захоплюються електрони з більш віддалених орбіт: другої L, або третьої M – орбіт. В результаті такого захвату один із протонів перетворюється в нейтрон, випромінюючи нейтрино

$${}_Z^AX^A + {}_{-1}^0e \rightarrow {}_Z^AY^A + \nu, \quad (9.12)$$

наприклад, ${}_{19}^{40}\text{K} + {}_{-1}^0e \rightarrow {}_{18}^{40}\text{Ar} + \nu$ калій перетворюється в аргон. Після такого захвату звільнене місце займають електрони із більш віддалених від ядра орбіт, що супроводжується рентгенівським випромінюванням.

При протонній радіоактивності випромінюються один або декілька протонів

Узагальнюючи вище розглянуті процеси радіоактивності, можна відмітити, що завжди виконується закон збереження заряду і масових чисел і сформулювати **правило зміщення**: при α – розпаді маса ядра зменшується на 4 а.о.м., а заряд на 2, і таким чином елемент зміщується на 2 клітинки до початку таблиці Менделєєва. При β – розпаді маса ядра не змінюється, а заряд збільшується на 1, і елемент зміщується на 1 клітинку до кінця таблиці Менделєєва, а при β^+ - розпаді на 1 клітинку до її початку.

5.Закон радіоактивного розпаду

Знайдемо закон зміни з часом кількості атомів, що зазнали радіоактивного перетворення. Нехай спочатку маємо N_0 радіоактивних атомів. Очевидно, що кількість dN атомів, які розпадаються за час dt буде пропорційна цьому часові і кількості N атомів, які на цей момент ще не розпалися

$$dN = -\lambda \cdot N \cdot dt. \quad (9.13)$$

Знак (-) показує, що кількість атомів, які не розпалися, зменшується.

$\lambda = \frac{dN}{N} \cdot \frac{1}{dt}$ - **стала радіоактивного розпаду** показує долю атомів, що

розпадаються за одиницю часу. Для кожного радіоактивного елементу це величина стала, але різна для різних елементів.

Інтегруємо рівняння (9.13) з початковими умовами: про $t = 0$ $N = N_0$.

$$\frac{dN}{N} = -\lambda \cdot dt; \Rightarrow \ln N = -\lambda \cdot t + \ln N_0; \Rightarrow$$

$$N = N_0 e^{-\lambda t}. \quad (9.14)$$

Кількість атомів, що розпалися

$$N_0 - N = N_0 (1 - e^{-\lambda t}). \quad (9.15)$$

Час T , за який розпадається половина всіх радіоактивних атомів, називається **періодом піврозпаду**. Для різних елементів він різний і лежить в межах від $3 \cdot 10^{-7}$ сек. до $5 \cdot 10^{15}$ років. Знайдемо зв'язок між періодом піврозпаду T і сталою розпаду λ . Для цього у (9.14) підставимо $t = T$, $N = 0,5 \cdot N_0$. Одержуємо

$$\lambda = \frac{\ln 2}{T}, \quad \text{або} \quad T = \frac{\ln 2}{\lambda}. \quad (9.16)$$

Кожний радіоактивний препарат характеризується **активністю** – це кількість розпадів за одиницю часу

$$n = \left| \frac{dN}{dt} \right| = N_0 \lambda e^{-\lambda t} = \lambda N = \frac{N \cdot \ln 2}{T}. \quad (9.17)$$

Активність тим менша, чим менше радіоактивних атомів залишилось і чим більший період піврозпаду. В СІ за одиницю активності препарату беруть один розпад за секунду – бекерель (Бк). Позасистемною одиницею активності є кюрі (Ки). $1 \text{ Ки} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ 1/с}$.