

Міністерство освіти і науки України
Державний вищий навчальний заклад
«Національний гірничий університет»

І. П. Гаркуша, В. П. Курінний

Фізика

Навчальний посібник у 7 частинах.

Ч. 7. Фізика атомного ядра і елементарних частинок

Дніпро
НГУ
2018

УДК 53(075.4)

ББК 22.3я72

Г52

Рекомендовано редакційною радою Державного ВНЗ «НГУ» як навчальний посібник для бакалаврів напряму підготовки 184 «Гірництво»(протокол № 3 від 26 лютого 2018 р.)

Гаркуша І. П., Курінний В. П.

Г 52 Фізика. Ч. 7. Фізика атомного ядра і елементарних частинок [Текст]: Навчальний посібник: - Д. Національний гірничий університет, 2018. - 64 с.

Посібник складений відповідно до програми нормативної дисципліни «Фізика» і є частиною курсу лекцій тих же авторів, призначених для бакалаврів та магістрів спеціальностей «184 Гірництво» і «192 Будівництво та цивільна інженерія».

Викладення супроводжується прикладами розв'язання задач, що полегшують опанування теоретичним матеріалом.

Може бути корисним студентам денних і заочних відділень інших технічних напрямів підготовки, а також викладачам вищих технічних учбових закладів.

ISBN 966-8271-44-0

(Національний гірничий університет 2017) ISBN 966-8271-44-0

©Національний гірничий університет 2017

Частина 7. Фізика атомного ядра і елементарних частинок

Глава 1. ЕЛЕМЕНТИ ФІЗИКИ АТОМНОГО ЯДРА

§ 1. Будова атомного ядра. Властивості протонів і нейтронів. Параметри атомних ядер	4
§ 2. Дефект маси і енергія зв'язку ядра. Питома енергія зв'язку	6
§ 3. Ядерні сили.....	9
<i>Контрольні запитання</i>	13
§ 4. Радіоактивність	14
§ 5. Ядерні реакції	22
§ 6. Реакція поділу важких ядер	27
§ 7. Атомна енергетика	34
§ 8. Термоядерний синтез. Енергія Сонця і зірок	42
<i>Контрольні запитання</i>	46

Глава 2. ЕЛЕМЕНТИ ФІЗИКИ ЕЛЕМЕНТАРНИХ ЧАСТИНОК

§ 9. Типи фундаментальних взаємодій в природі	47
§ 10. Кварки і лептони. Класифікація елементарних частинок	51
<i>Контрольні запитання</i>	58

Глава 1. ЕЛЕМЕНТИ ФІЗИКИ АТОМНОГО ЯДРА

§ 1. Будова атомного ядра. Властивості протонів і нейтронів. Параметри атомних ядер

Ядро атома було відкрито англійським фізиком Е. Резерфордом в 1911 р в дослідях з розсіювання α -частинок під час проходження їх через речовину. Ядра атомів складаються з протонів і нейтронів (нуклонів).

Протон (р) має заряд $+e$ (позитивний елементарний заряд, за величиною рівний заряду електрона $e = 1,602 \cdot 10^{-19}$ Кл) і масою $m_p = 1,6726 \cdot 10^{-27}$ кг.

Зазвичай масу ядер виражають в атомних одиницях маси (1 а.е.м. = 1/12 маси ізотопу вуглецю ^{12}C) або в одиницях енергії, записуючи замість маси відповідну енергію $E = mc^2$ в електронвольтах.

У цих одиницях:

$$1 \text{ а.о.м.} = 1,6605 \cdot 10^{-27} \text{ кг} = 931,5 \text{ Мев}; \quad (1.1)$$

$$m_p = 1,00728 \text{ а.о.м.} = 938,28 \text{ Мев}. \quad (1.2)$$

Для порівняння наведемо масу спокою електрона

$$m_e = 9,109 \cdot 10^{-31} \text{ кг} = 0,511 \text{ Мев}. \quad (1.3)$$

Тобто $m_p = 1836 m_e$.

Протон має власний момент імпульсу - спін, що дорівнює половині ($s = 1/2$) в одиницях η ($\eta = \frac{h}{2\pi} = 1,05 \cdot 10^{-34}$ Дж·с - стала Планка), і власний магнітний момент

$$\mu_p = +2,79 \mu_y, \quad (1.4)$$

де

$$\mu_y = \frac{e\eta}{2m_p} = 5,05 \cdot 10^{-27} \text{ Дж/Тл} \quad (1.5)$$

- одиниця магнітного моменту, що називається *ядерним магнетоном*. Знак плюс вказує на те, що напрямки власних механічного і магнітного моментів збігається.

Для електрона власний магнітний момент

$$\mu_B = \frac{e\eta}{2m_e} = 0,927 \cdot 10^{-23} \text{ Дж/Тл}.$$

Отже, власний магнітний момент протона приблизно в 660 разів менше, ніж магнітний момент електрона.

Нейтрон (n) - електрично нейтральна частинка. Її маса спокою:

$$m_n = 1,00867 \text{ а.о.м.} = 1,6749 \cdot 10^{-27} \text{ кг} = 939,57 \text{ Мев}. \quad (1.6)$$

Спін нейтрона $s = 1/2$. Незважаючи на відсутність електричного заряду, нейтрон має власний магнітний момент

$$\mu_n = -1,91 \mu_y. \quad (1.7)$$

Знак мінус вказує на те, що напрямки власних механічного і магнітного моментів є протилежними.

Нейтрони є стійкими тільки в складі стабільних атомних ядер. Вільний нейтрон - нестабільна частинка, що розпадається на протон (p), електрон (e^-) і електронне антинейтрино ($\bar{\nu}_e$, античастинки позначають надрядковим знаком у вигляді хвилястої риски - тількию) за схемою



Електронне антинейтрино - елементарна частинка з мізерно малою масою і нульовим зарядом. Середній час життя нейтрона дорівнює $\tau \approx 15,3$ хв. Іноді протон і нейтрон розглядають як одну частинку, що має два стани.

Характеристики атомного ядра. Загальна кількість нуклонів в атомному ядрі називається масовим числом A , число протонів - зарядове число Z - визначає заряд ядра, що дорівнює $+Ze$.

Зарядове число Z збігається з порядковим номером хімічного елемента в періодичній системі елементів. Відомі в даний час 110 елементів періодичної таблиці мають зарядові числа ядер від $Z = 1$ до $Z = 110$. Оскільки атом є нейтральним, то заряд ядра визначає і число Z електронів в атомі. Число N нейтронів в ядрі, очевидно, дорівнює різниці $A - Z$.

Символічно ці характеристики ядра позначають так: ${}_Z^AX$. Наприклад, ${}_{92}^{235}\text{U}$, ${}_{92}^{238}\text{U}$.

У ядер-ізо^{топів} одне і те ж Z , але різні A і N . наприклад, ${}_{92}^{235}\text{U}$, ${}_{92}^{238}\text{U}$.

У ядер-ізо^{барів} однакові A і різні Z і N . Наприклад, ${}_{18}^{40}\text{Ar}$, ${}_{20}^{40}\text{Ca}$.

Більшість хімічних елементів має по кілька стабільних ізо^{топів}. Так, наприклад, у водню існують три ізо^{топи}:

- звичайний водень, або протій ($Z = 1, N = 0$);
- важкий водень, або дейтерій (D) ($Z = 1, N = 1$);
- тритій (T) ($Z = 1, N = 2$).

У кисню є три ізо^{топи} ${}_{8}^{16}\text{O}$, ${}_{8}^{17}\text{O}$, ${}_{8}^{18}\text{O}$, у олова (стануму) - десять і т.д.

В даний час відомо більше ніж 2500 ядер, що відрізняються Z , або A , або і тим і іншим. У природі зустрічаються елементи з атомним номером Z від 1 до 92, крім технецію (Tc , $Z = 43$) і прометію (Pm , $Z = 61$). Інші трансуранові елементи (з Z від 93 і вище) були отримані під час бомбардування важких ядер (урану і деяких трансуранових елементів) нейтронами.

Розміри ядер. Розміри ядер залежать від числа нуклонів, що містяться в них. Середня концентрація нуклонів в ядрі для всіх ядер з $A > 10$ практично однакова. Це означає, що об'єм ядра приблизно пропорційний числу нуклонів A . У моделі атомного ядра як рідкої краплі ядро розглядається як куля, отже його радіус пропорційний $A^{1/3}$:

$$r_{\text{я}} \approx 1,3 \cdot 10^{-15} A^{1/3} \text{ м.} \quad (1.9)$$

Радіус ядра має умовне значення, хоча б тому, що, ядро, як будь-яка квантовомеханічна система, не має певної межі в силу співвідношення невизначеностей, і межі ядра розмиті.

Густина ядерної матерії дуже велика в порівнянні з густиною звичайних речовин і становить близько 10^{17} кг/м^3 . Така густина речовини характерна для деяких космічних об'єктів, наприклад нейтронних зірок - пульсарів. Так, якби Сонце, радіус якого $6,96 \cdot 10^8 \text{ м}$, перетворилося б на нейтронну зірку, його радіус став би дорівнювати всього $\approx 14 \text{ км}$.

Приклад. За допомогою співвідношення невизначеностей Гейзенберга: 1) покажемо, що до складу ядра не можуть входити електрони і 2) оцінимо швидкість нуклонів в ядрі.

1) Якщо електрон міститься всередині ядра, тобто є локалізованим в області розміром приблизно $r_{\text{я}} \sim 10^{-15} \text{ м}$, то невизначеність Δp в значенні його імпульсу становить

$$\Delta p \sim \frac{\hbar}{r_{\text{я}}}. \text{ Оскільки саме значення імпульсу } p \text{ не може бути меншим цієї невизначенос-}$$

$$\text{ті } \Delta p, \text{ то } p \sim \frac{\hbar}{r_{\text{я}}}.$$

У теорії відносності виводиться співвідношення між імпульсом і кінетичною енергією

$$\text{частинки: } p = \frac{1}{c} \sqrt{E_k (E_k + 2mc^2)}.$$

Вважаємо, що енергія спокою електрона є набагато меншою його кінетичної енергії $mc^2 \ll E_k$

Тоді електрон буде ультрарелятивістським з кінетичною енергією $E_{\text{кін}} \approx pc \approx$

$$\frac{\hbar c}{r_{\text{я}}} = \frac{1,05 \cdot 10^{-34} 3 \cdot 10^8}{10^{-15} 1,6 \cdot 10^{-19}} \text{ eB} \approx 0,2 \text{ GeB}.$$

Це значення значно перевищує і енергію спокою електрона, що дорівнює $0,5 \text{ MeB}$, і енергію зв'язку ядра в розрахунку на одну частинку ($7 - 8 \text{ MeB}$).

Останнє є несумісним з припущенням, що електрон знаходиться всередині ядра.

2) Вважаємо, що розміри ядра відомі, вони мають порядок $r_{\text{я}} \sim 10^{-15} \text{ м}$,

Повторимо міркування п.1) для нуклона в ядрі. Користуючись знайденим вище вира-

$$\text{зом для імпульсу, отримаємо } \frac{\hbar}{r_{\text{я}}} = mv.$$

Масу нуклона приймемо рівною $m \approx 1,7 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$. Тоді для швидкості нуклона в ядрі

$$\text{маємо } v \approx \frac{\hbar}{mr_{\text{я}}} = \frac{1,05 \cdot 10^{-34}}{1,7 \cdot 10^{-27} \cdot 10^{-15}} \left(\frac{\text{м}}{\text{с}} \right) \approx 0,6 \cdot 10^8 \text{ м/с} = 0,2c.$$

Таким чином, швидкість нуклона в ядрі становить кілька десятків часток швидкості світла.

§ 2. Дефект маси і енергія зв'язку атомного ядра. Питома енергія зв'язку

Дефект маси. Вимірювання показують, що маси нуклонів не складаються адитивно в масу утвореного ними ядра $m_{\text{я}}$. Маса ядра менше суми мас частинок, що входять до нього:

$$m_{\text{я}} < Zm_{\text{p}} + (A - Z) m_{\text{n}}. \quad (2.1)$$

Різниця між сумою мас спокою протонів і нейтронів $Z m_p + (A - Z) m_n$ і масою ядра m_a називається дефектом маси.

$$\Delta m = Z m_p + (A - Z) m_n - m_a, \quad (2.2)$$

У довідкових таблицях наводяться маси нейтральних атомів, а не ядер, тому зручно користуватися перетвореною формулою, в яку входить маса m_a атома: $m_a = m_a + Z m_e$, (тут ми нехтуємо енергією зв'язку електронів з ядром внаслідок її малості), звідки $m_a = m_a - Z m_e$.

Замінюючи в рівнянні (2.2) масу ядра, отримаємо

$$\Delta m = Z m_p + (A - Z) m_n - m_a + Z m_e,$$

або

$$\Delta m = Z(m_p + m_e) + (A - Z) m_n - m_a$$

Враховуючи, що $m_p + m_e = m_H$, де m_H - маса атома водню, остаточно маємо

$$\Delta m = Z m_H + (A - Z) m_n - m_a. \quad (2.3)$$

Енергія зв'язку. Дефект маси пов'язаний з такою характеристикою ядра як енергія зв'язку ядра $E_{зв}$. Вона визначається як енергія, необхідна для повного розщеплення ядра на Z протонів і $(A - Z)$ нейтронів, що складають його. Відповідно до теорії відносності, між енергією спокою і масою існує співвідношення $E = mc^2$, так що

$$E_{зв} = \Delta m c^2 = (Z m_H + (A - Z) m_n - m_a) c^2 \quad (2.4)$$

Щоб розщепити ядро на складові частини, необхідно затратити енергію. При цьому згідно з формулою Ейнштейна маса системи збільшується. Із закону збереження енергії випливає і зворотне: при утворенні ядра з вільних нуклонів повинна виділитися енергія, що дорівнює енергії зв'язку. Очевидно, що енергія зв'язку характеризує взаємодію між нуклонами в ядрі.

Якщо виражати енергію зв'язку у позасистемних одиницях - MeV, а масу в атомних одиницях, то $c^2 = E_{зв}/\Delta m = 931,5$ МэВ/а.о.м., і формула (2.4) запишеться у вигляді

$$E_{зв} = (Z m_H + (A - Z) m_n - m_a) 931,5 \text{ МэВ}. \quad (2.5)$$

Приклад. Визначити дефект маси Δm і енергію зв'язку $E_{зв}$ ядра ${}^7_3\text{Li}$.

Підставивши з таблиць у формули (2.3) і (2.5) числові значення мас, отримаємо

$$\Delta m = (3 \cdot 1,00783 + (7 - 3) \cdot 1,00867 - 7,01601) \text{ а.о.м.} = 0,04216 \text{ а.о.м.}$$

З урахуванням цього

$$E_{зв} = \cdot 931,5 \Delta m \text{ (MeV)}.$$

$$E_{зв} = 931,5 \cdot 0,04216 \text{ MeV} = 39,27 \text{ MeV}.$$

Енергія зв'язку, що припадає на один нуклон ядра ($E_{зв}/A$) називається питомою енергією зв'язку.

Приклад. Обчислимо питому енергію зв'язку нуклонів в ядрі літію. Маса ядра літію ${}^7_3\text{Li}$ дорівнює 7,01601 а.о.м. До складу ядра літію входять три протона ($Z = 3$) і чотири нейтрона ($N = A - Z = 4$). тоді:

$$\frac{E_{зв}}{A} = 931,5(3 \cdot 1,00728 + 4 \cdot 1,00867 - 7,01601) / 7 = 5,39 \text{ MeV / нуклон.}$$

Для порівняння зазначимо, що енергія зв'язку валентних електронів в атомах має величину порядку десятка еВ (енергія зв'язку електрона в збудженому атомі водню дорівнює 13,5 еВ), тобто майже в мільйон разів менше.

$E_{зв} / A$, MeV/нуклон

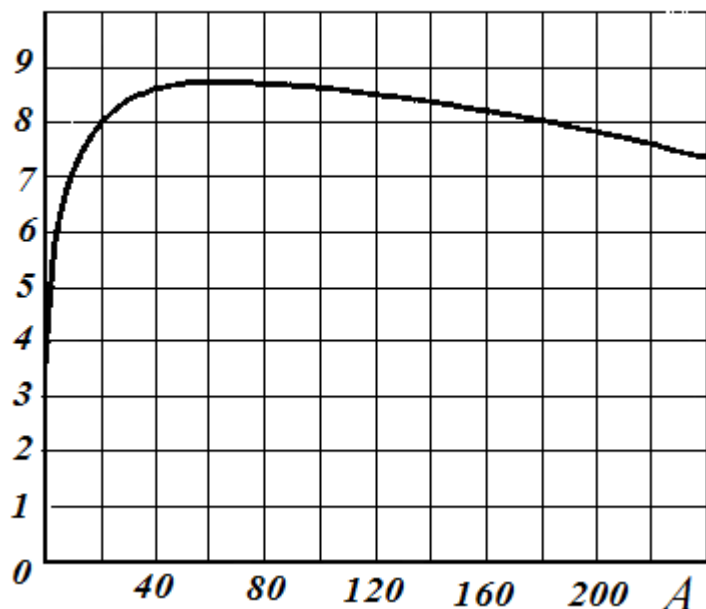


Рис. 2.1.

На рис. 2.1 зображена залежність питомої енергії зв'язку від масового числа.

Для легких ядер ($A < 12$) питома енергія зв'язку круто зростає до 6 - 7 MeV/нуклон, потім більш повільно зростає до максимальної величини 8,7 MeV/нуклон в області ядер заліза ($A = 56$) і нікелю ($A = 62$), а потім поступово зменшується у важких елементів (наприклад, для урану вона становить 7,5 MeV/нуклон).

Головні причини відмінності в енергії зв'язку різних ядер полягають в наступному. Всі нуклони, з яких

складається ядро, можна умовно розділити на дві групи: внутрішні і поверхневі. Внутрішні нуклони оточені сусідніми нуклонами з усіх боків, поверхневі ж мають сусідів тільки з внутрішньої сторони. Тому внутрішні нуклони взаємодіють з іншими нуклонами сильніше, ніж поверхневі.

Але відсоток внутрішніх нуклонів особливо малий у легких ядер (у найлегших ядер все нуклони можна вважати поверхневими) і поступово підвищується в міру їх обважнення. Тому і енергія зв'язку повинна рости разом з ростом числа нуклонів в ядрі. Однак це зростання не може тривати дуже довго, тому що починаючи з деякого досить великого числа нуклонів ($A \sim 50-60$) кількість протонів в ядрі стає настільки великим, що робиться помітним їх взаємне електричне (кулонівське) відштовхування навіть на тлі сильного ядерного притягання.

Зв'язок між нуклонами стає менш сильним, а самі ядра менш міцними, у важких ядер зменшується енергія зв'язку.

Підвищену стійкість мають ядра в областях з числом нуклонів (протонів або нейтронів) 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126. Ці числа називають *магічними*, а їх походження пояснюється т.зв. оболонковою моделлю ядра. У цій моделі дискретні енергетичні рівні заповнюються нуклонами з урахуванням принципу Паулі. Рівні групуються в оболонки. Повністю заповнені оболонки, на яких число протонів або нейтронів дорівнює 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126, утворюють стійку струк-

туру. В атомах аналогічна властивість є наслідком характеру заповнення електронних оболонок.

З рис. 2.1 випливає, що найбільш стійкими з енергетичної точки зору є ядра з середини періодичної системи елементів. Ядра заліза - найбільш стійка (найбільш сильно пов'язана) ядерна система.

Питома енергія зв'язку ядер атомів, які займають в періодичній системі останні місця ($A \sim 200$), приблизно на 1 МеВ менше питомої енергії зв'язку в ядрах елементів, які містяться в середині періодичної системи ($A \sim 100$).

Це робить можливим виділення ядерної енергії при поділі важкого ядра на два легких. Переконаємося в цьому за допомогою наступного уявного досліду.

Розглянемо атомне ядро урану, яке представляє собою систему з 238 сильно взаємодіючих щільно розміщених нуклонів.

Збільшимо розміри ядра настільки, щоб нуклони, що входять до нього, перестали взаємодіяти. Для цього нам доведеться виконати роботу проти ядерних сил притягання.

Якщо тепер дозволити нуклонам знову об'єднатися в ядро урану, то вся витрачена енергія звільниться. Очевидно, ніякого виграшу або програшу в енергії при цьому не буде.

Тепер дозволимо нуклонам об'єднатися не в одне ядро урану, а в два ядра менших розмірів, наприклад з масовими числами 119.

Питома енергія зв'язку ядра урану дорівнює 7,5 МеВ, а питома енергія зв'язку кожного з нових ядер дорівнює 8,6 МеВ.

Для поділу всіх нуклонів, які складають ядро урану, необхідно затратити енергію, рівну енергії зв'язку ядра:

$$7,5 \cdot 238 \text{ МеВ} = 1785 \text{ МеВ}.$$

При об'єднанні цих нуклонів в два нових ядра з масовими числами $A = 119$ виділиться енергія, яка дорівнює сумі енергій зв'язку нових ядер:

$$2 \cdot 8,6 \cdot 119 \text{ МеВ} = 2046,8 \text{ МеВ}.$$

Отже, в результаті реакції поділу ядра урану виділяється енергія, що перевищує витрачену. Виділиться енергія, що дорівнює різниці між енергією зв'язку нових ядер і енергією зв'язку ядра урану:

$$(2046,8 - 1785) \text{ МеВ} = 261,8 \text{ МеВ}.$$

Безпосередні виміри підтверджують, що при поділі ядра урану ^{238}U виділяється енергія більше, ніж 200 МеВ, причому більша частина її припадає на кінетичну енергію нових ядер («осколків»).

З аналізу графіка залежності питомої енергії зв'язку від масового числа (рис. 2.1) випливає також, що виділення енергії повинно мати місце і при об'єднанні (синтезі) легких ядер в одне більш важке ядро (див. § 9).

§ 3. Ядерні сили

Фундаментальні взаємодії. Сили, що діють між нуклонами в ядрі, називаються *ядерними*. Вони є проявом самої інтенсивної взаємодії в природі - так званої *сильної взаємодії*.

Аж до відстані $r \approx 0,7 \cdot 10^{-15}$ м ядерні сили проявляються як сили притягання, незважаючи на сильне кулонівське відштовхування між протонами, на менших відстанях - як сили відштовхування.

Сильна взаємодія - одна з чотирьох фундаментальних взаємодій елементарних частинок (чотирьох видів сил в природі). Три інших взаємодії - електромагнітна, слабка і гравітаційна – є набагато слабкішими, ніж сильна взаємодія.

Електромагнітна взаємодія характеризується участю електромагнітного поля (в квантовій фізиці - фотонів). Вона обумовлює сили притягання між ядрами і електронами. Завдяки цим силам існують атоми і молекули. Цими силами пояснюються також сили пружності, тертя, поверхневого натягу та ін. Ними визначаються агрегатні і хімічні перетворення, електричні, магнітні та оптичні явища. Електромагнітні сили є далекодіючими. Вони зменшуються обернено пропорційно квадрату відстані між частинками. Залежно від знака електричного заряду це можуть бути сили притягання або відштовхування.

Слабкі взаємодії викликають β -розпад радіоактивних ядер.

Нарешті, *гравітаційна взаємодія* (тяжіння) зводиться до тяжіння між будь-якими матеріальними об'єктами (частками або тілами). У фізиці мікросвіту внаслідок її надзвичайної малості вона не враховується. Однак при розгляді руху великих мас (галактик, зірок, планет), а також руху невеликих макроскопічних тіл у полі тяжіння таких мас гравітаційна взаємодія стає визначальною. Гравітаційні сили завжди є силами притягання.

Згідно з квантовою теорією переносником будь-якої взаємодії є квант відповідного поля. Одна з взаємодіючих частинок випускає квант поля, інша його поглинає. У разі електромагнітних взаємодій квантами поля є фотони.

У разі сильних взаємодій переносниками взаємодії є *глюони*, які пов'язують *кварки і піони* (див. §10), які в свою чергу пов'язують нуклони в ядрі.

У слабких взаємодіях це т.зв. *проміжні векторні бозони*, в гравітаційних - гіпотетичні (тобто поки не відкриті експериментально) *гравітони*.

Інтенсивність різних взаємодій по відношенню до сильного розподіляється наступним чином:

сильне ~ 1 ;

електромагнітне $\sim 10^{-3}$;

слабке $\sim 10^{-14}$;

гравітаційне $\sim 10^{-40}$.

Властивості ядерних сил.

- Ядерні сили є короткодійними, вони швидко зменшуються з ростом відстані r між нуклонами. Радіус дії сильних взаємодій має порядок 10^{-15} м. При $r > (2 - 3) \cdot 10^{-15}$ м ядерні сили практично зникають.

- На підставі дослідних даних встановлено, що ядерні сили не залежать від зарядів нуклонів. Ядерні сили між двома протонами, двома нейтронами або про-

тоном і нейтроном не можна розрізнити. Тому протони і нейтрони в ядрі розглядають як два різних зарядових стану однієї і тієї ж частинки - нуклона.

- Ядерні сили залежать від взаємної орієнтації спінів нуклонів. Наприклад, ядро важкого водню - *дейтрон* - утворюється, тільки в тому випадку, якщо нейтрон і протон мають спіни, паралельні один одному.
- Ядерні сили не є центральними: взаємодія між нуклонами не спрямованою вздовж прямої, що з'єднує центри взаємодіючих нуклонів.
- Ядерні сили мають властивість насичення: кожен нуклон в ядрі взаємодіє з певним числом нуклонів. Насичення проявляється в тому, що густина ядерної речовини є постійною.

Фізична природа ядерних сил. Згідно з квантовою теорією поля ядерні сили обумовлені обміном квантами поля ядерних сил - π -мезонами (інша назва - піонами) між нуклонами ядра.

Носії ядерних сил (π -мезони) були відкриті в космічних променях. Існують заряджені π -мезони (π^+ і π^-) з зарядом, рівним заряду електрона $\pm e$ і масою $m_{\pi^{\pm}} = 139,57$ MeV і нейтральний π_0 мезон з масою $m_{\pi^0} = 134,97$ MeV. Маса зарядженого піона дорівнює 273 електронним масам m_e , а нейтрального - 264 m_e .

За сучасними уявленнями нуклон ядра на короткий час випускає піон, який поглинається сусіднім нуклоном. У свою чергу, цей другий нуклон випускає піон, який поглинається першим. Такий «обмін» піонами і призводить до виникнення взаємодії між нуклонами - до ядерних сил. Вперше ідея подібного походження ядерних сил була висунута в 1935 р японським фізиком Х. Юкавой.

Такий опис взаємодії не можна розуміти буквально. Піони, за допомогою яких здійснюється взаємодія, не є звичайними реальними піонами, а *віртуальними*. У квантовій механіці віртуальними називаються частинки, які не можуть бути виявлені за час їх існування, принципово не можуть спостерігатися. Віртуальні частинки не можна собі уявляти існуючими поза області ядерної взаємодії, окремо від нуклонів.

З точки зору класичної фізики вільна частинка не може ні випускати, ні поглинати іншу частинку, тому що в таких процесах порушувався б або закон збереження енергії, або закон збереження імпульсу.

Наприклад, вільний нейтрон, що покоїться, не може самовільно перетворитися в нейтрон + π_0 -мезон, сумарна маса яких більша за масу нейтрона.

Однак в квантовій теорії ситуація інша. Відповідно до *співвідношення невизначеностей для енергії і часу*

$$\Delta E \cdot \Delta t \sim \hbar \quad (3.1)$$

на короткий час Δt енергія системи може змінитися на величину ΔE . Енергія частинки безперервно флуктує (знає відхилення), і протягом малих проміжків часу закон збереження енергії може «тимчасово порушуватися» (в класичному розумінні).

Таким чином, нуклон може випустити віртуальний піон на короткий час

$$\Delta t \sim \frac{\eta}{\Delta E}, \quad (3.2)$$

де ΔE - невизначеність енергії, яка дорівнює в даному випадку енергії спокою піона:

$$\Delta E = m_{\pi} c^2, \quad (3.3)$$

де m_{π} - маса піона.

Визначимо проміжок часу Δt , протягом якого невизначеність енергії буде дорівнювати значенню енергії, необхідної для утворення піона, тобто

$$\Delta t \approx \frac{\eta}{m_{\pi} c^2} \approx 4,7 \cdot 10^{-24} \text{ с}. \quad (3.4)$$

За цей час, рухаючись зі швидкістю близько до швидкості світла c , піон пройде відстань

$$r \approx \Delta t \cdot c \sim \frac{\eta}{m_{\pi} c}, \quad (3.5)$$

після чого буде поглинутий другим нуклоном. Отже, радіус дії ядерних сил повинен мати порядок

$$r \sim \frac{\eta}{m_{\pi} c} \approx 1,4 \cdot 10^{-15} \text{ м}. \quad (3.6)$$

Цей вираз збігається з так званою комптонівською довжиною хвилі піона.

$$\lambda_c = \frac{h}{m_{\pi} c}, \quad (3.7)$$

Виявляється завжди, коли взаємодія між частинками здійснюється за рахунок обміну віртуальними частинками, *радіус взаємодії визначається їх комптонівською довжиною хвилі.*

Аналогічно *електромагнітна взаємодія* між зарядженими частинками здійснюється з точки зору квантової електродинаміки через електромагнітне поле, яке може бути представлено як сукупність фотонів. Процес взаємодії між двома зарядженими частинками, наприклад електронами, полягає в обміні віртуальними фотонами. Кожна частинка створює навколо себе поле, безперервно випускаючи і поглинаючи фотони. Дія поля на іншу частинку проявляється в результаті поглинання нею одного з фотонів, випущених першої частинкою. Оскільки маса фотона дорівнює нулю, то відповідно до (3.5) радіус дії електромагнітних сил дорівнює нескінченності.

Процеси віртуального народження і поглинання (знищення) мезонів нуклонами відбуваються безперервно. В результаті віртуальних процесів

$$\begin{aligned} p &\leftrightarrow n + \pi^+, \\ p &\leftrightarrow p + \pi^0, \\ n &\leftrightarrow p + \pi^-, \\ n &\leftrightarrow n + \pi^0, \end{aligned} \quad (3.8)$$

нуклони виявляються оточеними хмарою віртуальних π -мезонів, що утворюють поле ядерних сил. Хмару π -мезонів іноді називають «мезонною шубою». Коли дві таких «хмари» зближуються одна від одної до відстані близько (3.6), між

ними відбувається обмін піонами, тобто випускання і поглинання віртуальних π -мезонів нуклонами призводить до сильної взаємодії між ними.

Обмін піонами обумовлює ядерні сили на відстанях порядку 10^{-15} м. На менших відстанях поряд з обміном піонами помітну роль починає грати обмін більш важкими частинками. В результаті на малих відстанях ядерні сили стають силами відштовхування.

Нехай нейтрон і протон обмінюються π^- - мезоном, нейтрон може випустити π^- - мезон, перетворившись в протон. Початковий же протон, поглинаючи цей π^- - мезон, перетвориться в нейтрон. В кінцевому стані залишаються ті ж самі частинки:

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

Можна записати і інші подібні віртуальні реакції взаємного перетворення нуклонів за участю π^+ і π^0 -мезонів ..

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

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

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

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

Контрольні запитання

1. Як пов'язані між собою порядковий номер елемента в періодичній системі з зарядом його ядра? Чим визначається масове число ядра?
3. Що таке ізотопи і ізобари? Наведіть приклади.
4. Порівняйте магнітні моменти нуклона і електрона. Який висновок можна зробити? Як можна пояснити наявність магнітного моменту у нейтрона?
5. Яку (за порядком) швидкість мають нуклони в ядрі? Яка приблизно середня відстань між ними? Яка приблизно середня густина ядерної речовини?
6. Чому до складу ядра не можуть входити електрони?
7. Чому маса ядра не дорівнює сумі мас протонів і нейтронів, що складають його?
8. Що таке дефект маси і енергія зв'язку ядра? Чому дорівнює енергія зв'язку нуклонів в ядрі?
9. Чому атомні маси для більшості елементів в таблиці Менделєєва не є цілочисловими?
10. Чому відносне число нейтронів в ядрі більше у важких ядер?
11. Які атомні ядра відрізняються найбільшою стійкістю?
12. Чим пояснюється зменшення стійкості важких ядер - зниження кривої питомої енергії зв'язку - зі збільшенням масового числа A ?
13. З аналізу залежності питомої енергії зв'язку від атомного номера елемента поясніть принципкову можливість отримання корисної виходу енергії при перетворенні елементів
14. Вважаючи ядро рідкої краплею, оцініть коефіцієнт поверхневого натягу ядерної речовини.
15. Охарактеризуйте властивості ядерних сил. Як можна пояснити властивість насичення ядерних сил?
16. Які частинки називаються віртуальними?
17. Які віртуальні частинки є переносниками сильного взаємодії?
18. Який механізм виникнення ядерних сил між нуклонами?

§ 4. Радіоактивність

Радіоактивністю називається самовільне (спонтанне) перетворення деяких атомних ядер в інші атомні ядра з випусканням елементарних частинок. Серед процесів радіоактивних перетворень розрізняють:

- α -розпад - випускання атомним ядром α -частинки;
- β -розпад - випускання атомним ядром електрона і антинейтрино, або позитрона і нейтрино, або поглинання ядром атомного електрона з випусканням нейтрино;
- γ -випромінювання ядер;
- спонтанний поділ важких ядер - розпад атомного ядра на два осколки порівнянної маси;
- протонну радіоактивність - випускання атомним ядром протона (а також двох протонів).

У всіх видах радіоактивності (крім γ -випромінювання) змінюється склад ядра - кількість протонів Z , масове число A або і те й інше одночасно.

Всі хімічні елементи з атомним номером, більшим 83 є радіоактивними.

Радіоактивність, яку мають нестабільні ядра, існуючі в природі, називається *природною*. Ядра стабільних ізотопів можуть стати радіоактивними після опромінення їх певним чином. Така радіоактивність називається *штучною*. В обох випадках радіоактивність підпорядковується одним і тим же законам. Із загальної кількості (~ 2000) відомих радіоактивних нуклідів лише біля 300 - природні, а інші отримані в результаті ядерних реакцій.

Закон радіоактивного розпаду. Радіоактивний розпад - явище імовірнісне. Не можна точно передбачити, коли саме розпадеться дане нестабільне ядро. Для опису статистичних закономірностей використовують імовірності тих чи інших подій. Статистичною величиною, яка описує радіоактивний розпад, є ймовірність λ розпаду ядра за одиницю часу.

Виведемо закон радіоактивного розпаду. Якщо на момент часу $t \in N$ радіоактивних ядер, то середня кількість ядер dN , що зазнають розпаду за час dt , пропорційна повній кількості ядер N і величині λ , тобто

$$dN = - \lambda N dt. \quad (4.1)$$

Знак мінус вказує на те, що кількість радіоактивних ядер з часом зменшується.

Константу λ , називають також сталою розпаду. З формули (4.1) отримуємо,

$$\int \frac{dN}{N} = - \int \lambda dt, \quad (4.2)$$

після інтегрування

$$\ln N = -\lambda t + C, \quad (4.3)$$

де C - стала інтегрування. При $t = 0$ маємо $C = \ln N_0$ (тут N_0 - кількість ядер в початковий момент часу). Тоді

$$N = N_0 e^{-\lambda t}. \quad (4.4)$$

Формула (4.4) виражає закон радіоактивного розпаду. З неї випливає, що кількість ядер N радіоактивного ізотопу, що не розпалися, тобто кількість наявних радіоактивних ядер з часом зменшується за експоненціальним законом (рис. 4.1).

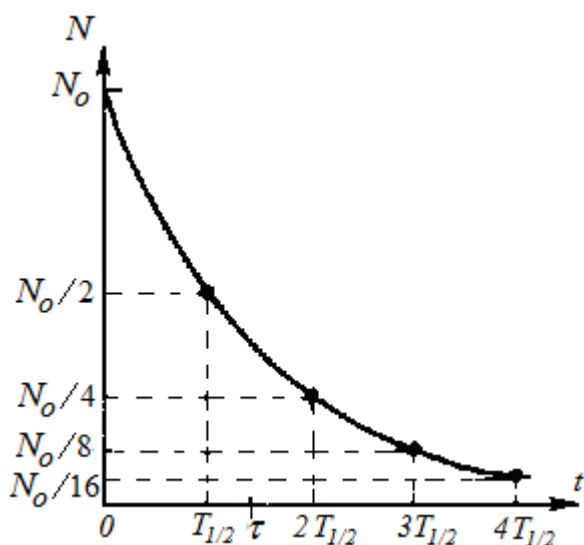


Рис. 4.1

Відповідно, кількість ядер, що розпалися за час t , визначається виразом

$$N_0 - N = N_0(1 - e^{-\lambda t}). \quad (4.5)$$

Тривалість життя радіоактивних ядер характеризується періодом напіврозпаду. *Періодом напіврозпаду* $T_{1/2}$ називається проміжок часу, за який розпадається половина початкової кількості ядер. Підставляючи умову $N(T_{1/2}) = N_0/2$ в закон радіоактивного розпаду, отримаємо рівняння:

$$\frac{1}{2} N_0 = N_0 e^{-\lambda T_{1/2}}, \quad (4.6)$$

звідки отримуємо зв'язок періоду напіврозпаду $T_{1/2}$ зі сталою розпаду λ :

$$T_{1/2} = \ln 2 / \lambda = 0,693 / \lambda. \quad (4.7)$$

Період напіврозпаду для відомих в даний час радіоактивних ядер варіюється в дуже широких межах від 10^{-10} с до 10^{18} років.

Наприклад:

Уран ${}^{238}_{92}\text{U}$ — $4,5 \cdot 10^9$ років;

Радий ${}^{226}_{88}\text{Ra}$ — 1590 років;

Радон ${}^{222}_{86}\text{Rn}$ — 3,82 діб;

Радий С ${}^{214}_{88}\text{Ra}$ — 10^{-6} с.

Приклад. Визначити період напіврозпаду $T_{1/2}$ радону, якщо відомо, що кількість ядер радону зменшується за одну добу на 16,6%.

Кількість ядер, що розпалися $N_0 - N$ становить 0,166 частину від початкової кількості ядер N_0 , тобто

$$N_0 - N = 0,166 N_0.$$

Використовуючи закон радіоактивного розпаду (4.4), запишемо

$$N_0 - N_0 e^{-\lambda t} = 0,166 N_0,$$

звідки $e^{-\lambda t} = 0,834$.

Логарифмуючи, отримаємо для сталої розпаду ($t = 1$ доба = 86 400 с):

$$\lambda = -\frac{\ln 0,834}{86400} = 2,1 \cdot 10^{-6} (\text{с}^{-1}).$$

Період напіврозпаду пов'язаний зі сталою розпаду співвідношенням

$$T_{1/2} = \frac{0,693}{\lambda}, \text{ звідки}$$

$$T_{1/2} = \frac{0,693}{2,1 \cdot 10^{-6}} \text{ с} = \frac{0,693}{2,1 \cdot 10^{-6} \cdot 86400} \text{ діб} = 3,8 \text{ діб}.$$

Активність. Кількість радіоактивних розпадів в одиницю часу називають активністю A даного препарату:

$$A = -\frac{dN}{dt} = \lambda N = \frac{\ln 2}{T_{1/2}} N. \quad (4.8)$$

Як бачимо, активність радіоактивного джерела пропорційна кількості радіоактивних ядер і обернено пропорційна періоду напіврозпаду. Вона характеризує інтенсивність випромінювання препарату в цілому, а не окремого ядра.

Активність змінюється з часом за тим же законом, що і число ядер, що не розпалися (4.4):

$$A = \lambda N_0 e^{-\lambda t} = A_0 e^{-\lambda t} \quad (4.9)$$

де A_0 - активність ізотопу в початковий момент часу ($t = 0$). Одиниця активності в СІ - *бекерель* (Бк): 1 Бк - активність препарату, за якої за 1 с відбувається 1 розпад. Використовується також позасистемна одиниця активності - *кюри* (Ки). $1 \text{ Ки} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Бк}$.

Приклад. Початкова маса радіоактивного ізотопу радону $^{222}_{86}\text{Rn}$ (період напіврозпаду $T_{1/2} = 3,82$ доби) дорівнює 1,5 г. Визначити: 1) початкову активність A_0 ізотопу; 2) його активність A через 5 діб.

Початкова активність ізотопу

$$A_0 = \lambda N_0,$$

де $\lambda = (\ln 2)/T_{1/2}$ - стала розпаду, N_0 - кількість ядер ізотопу в початковий момент часу: $N_0 = m_0 N_A / M$, M - молярна маса радону ($M = 222 \cdot 10^{-3} \text{ кг/моль}$), $N_A = 6,02 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}$ - постійна Авогадро.

З урахуванням цих виразів початкова активність ізотопу

$$A_0 = \frac{m_0 N_A \ln 2}{M T_{1/2}}.$$

Активність ізотопу в будь-який час $A = \lambda N$, де, відповідно до закону радіоактивного розпаду $N = N_0 e^{-\lambda t}$ - кількість наявних ядер, які ще не розпалися до моменту часу t . Тому активність ізотопу зменшується згідно із законом

$$A = A_0 e^{-\lambda t} = A_0 e^{-\frac{\ln 2}{T} t}.$$

Обчислюючи, отримаємо: 1) $A_0 = 8,54 \cdot 10^{15}$ Бк; 2) $A = 3,45 \cdot 10^{15}$ Бк.

За експоненціальним законом радіоактивного розпаду в будь-який момент часу t існує відмінна від нуля ймовірність знайти ядра, які ще не розпалися. Час життя таких ядер перевищує t . Разом з тим, інші ядра, що розпалися до цього часу, прожили різний час, менший t .

Кількість ядер $dN(t)$, які зазнали розпаду за проміжок часу $(t, t + dt)$, визначається модулем виразу (4.1):

$$dN(t) = \lambda N dt.$$

Це ядра, які «дожили» до моменту t , але не «пережили» моменту $t + dt$. Можна сказати, що це є кількість ядер віком $\sim t$.

Отже, сума часів життя всіх N_0 ядер, що були спочатку, визначається шляхом інтегрування виразу $t dN(t)$. Розділивши цю суму на кількість ядер N_0 , отримаємо *середній час життя* τ всіх ядер, що існували спочатку:

$$\tau = \frac{1}{N_0} \int_0^{\infty} \lambda t N dt = \lambda \int_0^{\infty} t e^{-\lambda t} dt. \quad (4.10)$$

Виконуючи інтегрування за частинами, отримаємо

$$\tau = \frac{1}{\lambda}. \quad (4.11)$$

Використовуючи співвідношення (4.7), знаходимо

$$T_{1/2} = 0,693 \tau, \quad (4.12)$$

тобто період напіврозпаду тільки чисельним множником відрізняється від середнього часу життя ядра. Відповідно, середній час життя

$$\tau \approx 1,44 T_{1/2},$$

що і зазначено на рис. 4.1.

Альфа-розпад. *Альфа - розпад* - розпад атомних ядер, що супроводжується випусканням α -частинки. α -Частинка - ядро гелію ${}^4_2\text{He}$, що містить 2 протона і 2 нейтрона. Маса α -частинки

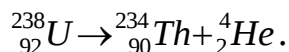
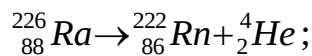
$$m_\alpha = 4,00150 \text{ а.о.м.} = 6,644 \cdot 10^{-27} \text{ кг.}$$

Під час α -розпаду зарядове число Z ядра відповідно до закону збереження електричного заряду зменшується на 2 одиниці, а масове число A - на 4 одиниці, і утворюється ядро нового хімічного елемента, який зміщений вліво щодо вихід-

ного на дві клітини періодичної системи. Альфа - розпад відбувається за схемою



Наприклад:



Кінетична енергія α -частинок виникає за рахунок надлишку енергії спокою материнського ядра над сумарною енергією спокою дочірнього ядра і α -частинки. Ця енергія зазвичай міститься в інтервалі 2 - 9 МеВ. Швидкості, з якими α -частинки (тобто ядра ${}_2^4He$) вилітають з ядра, що розпалося, дуже великі (близько 10^7 м / с).

Проходячи крізь речовину, α -частинки гальмуються за рахунок іонізації і збудження атомів і молекул, а також дисоціації молекул. Довжина пробігу α -частинок в повітрі $\approx 3 - 7$ см, в щільних речовинах $\approx 10^{-2}$ мм (α -частинки повністю затримуються звичайним аркушем паперу).

Дочірнє ядро, як правило, виявляється збудженим. Переходячи в нормальний або нижчий збуджений стан, дочірнє ядро випускає квант електромагнітного випромінювання високої частоти - γ -фотон.

Збуджене атомне ядро може перейти в стан з меншою енергією і по-іншому, передаючи надлишок енергії безпосередньо одному з електронів того ж атома. При цьому з різних оболонок атома (K-, L- або M) можуть бути вибиті т.зв. *конверсійні електрони*.

Вакантне місце, що виникає в результаті вильоту електрона, буде заповнюватися електронами з верхніх енергетичних рівнів. Тому внутрішня конверсія супроводжується випусканням характеристичних рентгенівських променів.

У теорії α -розпаду вважається, що α -частинка не існує в готовому вигляді в ядрі, а виникає лише в момент радіоактивного розпаду ядра. Ядро є для α -частинки свого роду потенційною ямою.

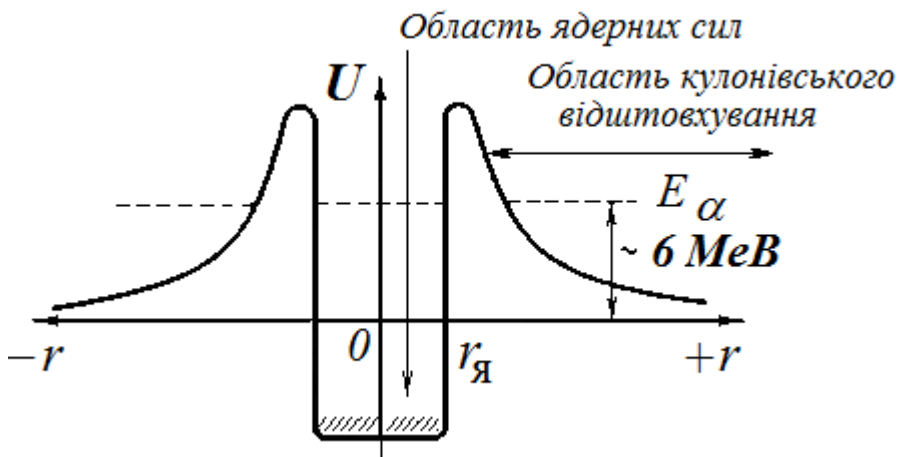


Рис. 4.2.

На рис. 4.2 представлений графік потенціальної енергії α -частинки в ядрі і його околиці. Поза ядра короткодійні ядерні сили швидко перетворюються в нуль, і на α -частинку діє тільки електростатичне кулонівське відштовхування, яке обумовлює зовнішній, спадаючий асимптотично до нуля бік бар'єру.

На межі ядра (на відстанях $r \leq r_j$) α -частинка притягується до ядра величезними, але короткодійними ядерними силами притягання і потенціальна крива різко йде вниз.

Всередині ядра потенціал можна вважати приблизно постійним.

Область під кулонівським потенціалом зовні ядра є потенціальним бар'єром. Висота бар'єру (≈ 30 MeV) набагато більше енергії E_α α -частинок, що вилітають при розпаді. E_α дорівнює в середньому 6 MeV.

За уявленнями класичної фізики виліт α -частинки з ядра без надання їй додаткової енергії виявляється неможливим.

Однак квантова механіка дозволяє проходження або, точніше, просочування квантової частинки через потенціальний бар'єр. Кажуть, що може відбуватися тунелювання α -частинки крізь бар'єр (див. наприклад, І.П.Гаркуша, В.П.Курінний. Фізика. Ч.6, «Квантова фізика», § 10).

Це явище просочування α -частинок через кулонівський бар'єр є основним фактором, що визначає властивості α -розпаду.

Приклад. Оцінимо коефіцієнт проходження α -частинки через потенціальний бар'єр. Вважаємо для простоти, що бар'єр має прямокутну форму. Енергія α -частинки $E = 5$ MeV, висота бар'єру $U_0 = 10$ MeV, ширина бар'єру $l = 2 \cdot 10^{-12}$ см. Тоді відповідно до формул, наведених в розділі квантова фізика, наприклад, формула (10.1) ч.6 «Фізика»:

$$D \approx \exp(-(l/\hbar)\sqrt{8m(U_0 - E)}).$$

$U_0 - E = 5$ MeV, маса α -частинки $m_\alpha = 6,644 \cdot 10^{-27}$ кг. Для коефіцієнта проходження отримаємо

$$D = e^{-39} \approx 10^{-17}.$$

Бета-розпад. Бета-розпадом називається процес самовільного перетворення нестабільного ядра в ядро-ізобар із зарядом, відмінним на $\Delta Z = \pm 1$, за рахунок випускання електрона (позитрона) або захоплення електрона.

Відомі три види β -розпаду:

- 1) β^- -розпад - самовільне випускання ядром електрона e^- і найлегшої електрично нейтральної частинки - антинейтрино;
- 2) β^+ -розпад - самовільне випускання ядром античастинки електрона - позитрона e^+ і найлегшої електрично нейтральної частинки - нейтрино;
- 3) K -захоплення - процес поглинання ядром одного з електронів власної атомної оболонки і випускання нейтрино.

1. Перший вид β -розпаду (β^- -розпад) протікає за схемою



Щоб підкреслити збереження заряду і числа нуклонів в процесі β -розпаду електрону приписують зарядове число $Z = -1$ і масове число $A = 0$.

Зі схеми (4.14) видно, що дочірнє ядро Y має атомний номер на одиницю більший, ніж у материнського ядра X , масові числа обох ядер однакові

Утворюється новий хімічний елемент, який зміщений у періодичній системі вправо на одну клітку. Поряд з електроном випускається також антинейтрино $\tilde{\nu}_e$.

Процес радіоактивного розпаду завжди супроводжується виділенням енергії. Баланс енергій радіоактивного розпаду має такий вигляд

$$M_X c^2 = M_Y c^2 + \Sigma M_p c^2 + E, \quad (4.15)$$

де M_X , M_Y , M_p – відповідно маси спокою вихідного ядра X , кінцевого ядра Y і частинок, що вилітають. Енергія E виділяється у формі кінетичної енергії

продуктів розпаду. Енергія віддачі ядра Y порівняно мала і нею нехтують. Отже, E – це кінетична енергія, яка ділиться між електроном і антинейтрино.

Якби в реакції β^- -розпаду не брало участь антинейтрино, у всіх електронів була б однакова енергія $E_{\max}$, що відповідає різниці між масою материнського ядра і масами електрона і дочірнього ядра.

Проте досвід показує, що на відміну від альфа-частинок, що вилітають з даного ядра з цілком певною енергією, електрони, що вилітають, можуть мати різну кінетичну енергію від нескінченно малої до енергії $E_{\max}$.

На рис. 4.3 зображений розподіл $N(E)$ електронів, що вилітають, за енергіями (енергетичний спектр електронів β^- -розпаду). Характерна особливість цього спектру – по-перше, його безперервність, відсутність гострих піків, по-друге, наявність максимальної енергії $E_{\max}$, на якій спектр обривається.

Отже, розпади, за яких енергія електрона E менше $E_{\max}$, протікають з уявним порушенням закону збереження енергії.

Геніальною здогадкою швейцарського фізика В. Паулі стало припущення про те, що відсутня частина енергії виноситься невідомою електрично нейтральною частинкою з масою спокою близької до нуля, яка випромінюється одно-

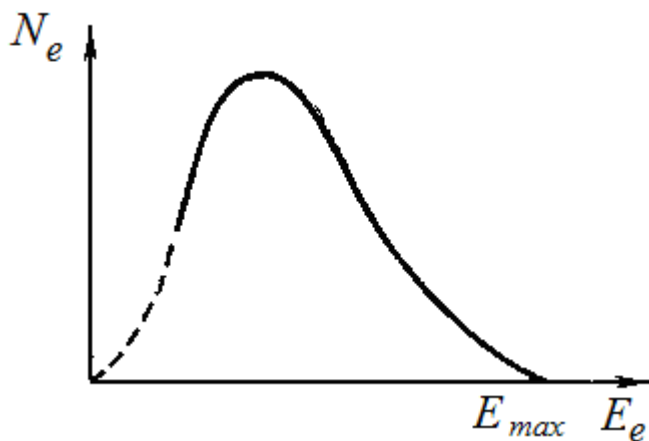


Рис. 4.3.

часно з β^- -частинцею. Участь в β^- -розпаді ще однієї частки диктувалася також законом збереження моменту імпульсу (спіну).

Завдяки існуванню цієї гіпотетичної частинки закон збереження енергії при β^- -розпаді виконується, оскільки енергія переноситься і цією частинкою, і електроном. Розподіл енергії між ними має випадковий характер, тобто енергія електрона може набувати будь-яких значень від нескінченно малої до максимальної можливої енергії, чим і пояснюється форма β^- -спектру.

Тільки через чверть століття цю частинку (потік нейтрино від атомного реактора) вдалося експериментально спостерігати.

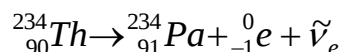
При β^- -розпаді електрон, що вилітає, не існує всередині ядра, а утворюється там при перетворенні нейтрона на протон. У цьому розумінні говорять, що β^- -розпад — це не внутрішньоядерний, а внутрішньонуклонний процес.

Теорія β^- -розпаду була розроблена італійським фізиком Е. Фермі на основі припущення про так звану *слабку взаємодію*, що описує перетворення нейтрона на протон:

$${}^1_0n \rightarrow {}^1_1p + {}^0_{-1}e + {}^0_0\tilde{\nu}_e. \quad (4.16).$$

Такий процес відбувається не лише всередині ядра, але і з вільним нейтроном, середній час життя якого складає близько 15 хвилин. Бета-розпад може супроводжуватися випусканням γ -променів. Механізм їх виникнення такий самий, що й у разі α -розпаду, — дочірнє ядро виникає не лише в нормальному, але і у збуджених станах. Переходячи потім в стан з меншою енергією, ядро випускає γ -квант.

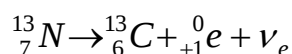
Прикладом β^- -розпаду може служити перетворення торія ${}^{234}\text{Th}$ в протактиній ${}^{234}\text{Pa}$ з випусканням електрона і антинейтрино:



2. Другий вид β^- -розпаду (β^+ -розпад, або позитронний розпад), за якого з ядра вилітає позитрон і електронне нейтрино, протікає за схемою

$${}^A_ZX \rightarrow {}^A_{Z-1}Y + {}^0_{+1}e + \nu_e. \quad (4.17)$$

При цьому можливо також виникнення γ -променів. Як приклад можна привести перетворення азоту ${}^{13}\text{N}$ у вуглець ${}^{13}\text{C}$:



У періодичній системі відбувається зсув вліво на одну клітину без зміни масового числа.

Позитрон є античастинкою для електрона. Отже, обидві частинки, що випускаються при розпаді (4.17), є античастинками по відношенню до частинок, що випускаються при розпаді (4.14).

За позитронної радіоактивності один з протонів ядра перетворюється на нейтрон з випусканням позитрона і нейтрино

$${}^1_1p \rightarrow {}^1_0n + {}^0_{+1}e + {}^0_0\nu_e \quad (4.18)$$

Для вільного протона в звичайних умовах такий розпад неможливий, оскільки його маса менше маси нейтрона. Проте в ядрі протон може запозичувати необхідну енергію від інших нуклонів, що входять до складу ядра.

3. *K-захват*. До β -розпаду відносять також процес поглинання ядром електрона внутрішньої (*K*) оболонки, внаслідок чого, як і в позитронному розпаді, один з протонів перетворюється на нейтрон, випускаючи при цьому нейтрино:

$$p + e^- \rightarrow n + \nu_e, \quad p + e^- \longrightarrow n + \nu_e.$$

Виникле ядро може опинитися у збудженому стані. Переходячи потім в нижчі енергетичні стани, воно випускає γ -фотони. Схема процесу виглядає таким чином:

$${}_Z^AX + {}^0_{-1}e \rightarrow {}_Z^AY + \nu_e \quad (4.19)$$

Місце в електронній оболонці, звільнене захопленим електроном, заповнюється електронами з шарів, що розміщені вище, внаслідок чого виникає рентгенівське характеристичне випромінювання.

Прикладом електронного захоплення може служити перетворення калію ${}^{40}\text{K}$ на аргон ${}^{40}\text{Ar}$:

$${}^{40}_{19}\text{K} + {}^0_{-1}e \rightarrow {}^{40}_{18}\text{Ar} + \nu_e$$

Головною особливістю β -розпаду є те, що він обумовлений не ядерними і не електромагнітними силами, а третім з чотирьох типів фундаментальних взаємодій в природі - слабкою взаємодією. За рахунок того, що інтенсивність слабких взаємодій на 24 порядки менша за ядерних, періоди напіврозпаду β -активних ядер в середньому мають порядок хвилин і годин.

Гамма - випромінювання - короткохвильове електромагнітне випромінювання. γ - Випромінювання ядер не є самостійним видом радіоактивності, а супроводжує процеси α - і β -розпадів. Гамма-випромінювання має дуже малу довжину хвилі ($\lambda \leq 10^{-8}$ см, порядку розмірів атомів) і внаслідок цього - яскраво вираженими корпускулярними властивостями, тобто є потоком частинок - га-

мма – квантів (фотонів) з енергією $\varepsilon = \frac{2\pi c\eta}{\lambda}$.

На відміну від α - і β -радіоактивних розпадів γ -радіоактивність ядер не пов'язана зі зміною внутрішньої структури ядра і не супроводжується зміною зарядового або масового чисел. Виліт з ядра γ -кванта (фотона високої енергії) відбувається в тих випадках, коли ядра, що утворюються, знаходяться у збуджених станах.

Механізм випускання γ -квантів ядром такий самий, як і механізм випромінювання фотонів атомом. Проте енергії γ -фотонів виявляються набагато бі-

льшими, ніж енергії оптичних фотонів. Це пов'язано з набагато більшими різницями в енергетичних рівнях ядра в порівнянні з різницею рівнів електронних оболонок атома. Електронні енергетичні рівні в атомі розсунені на енергії близько електронвольта. Виміри енергії γ -фотонів показали, що енергії ядерних рівнів розсунені приблизно на 0,1 МеВ.

При радіоактивному розпаді ядер зазвичай спостерігаються γ -кванти з енергією від 10 кеВ до 5 Мев. γ - Кванти великих енергій виникають при розпаді елементарних частинок. Наприклад, при розпаді π_0 - мезона, що покоїться, виникає γ -випромінювання з енергією ~ 70 МеВ.

γ - Випромінювання має велику проникаючу здатність. При взаємодії γ - випромінювання з речовиною в основному відбуваються процеси фотоефекту, Комптон-ефекту і народження пар електрон-позитрон.

Радіоактивні ряди. Переважна більшість утворених елементів в радіоактивних розпадах також є радіоактивними. Застосовуючи правила зміщення, можна встановити початковий радіоактивний елемент і кінцевий продукт його розпаду - стабільний елемент.

Така послідовність елементів називається *радіоактивним рядом*. Відомо чотири радіоактивні ряди.

1. *Ряд урану* (іноді називають рядом *радію*) розпочинається з урану $^{238}_{92}\text{U}$ ($T_{1/2} = 4,5 \cdot 10^9$ років) і закінчується стабільним ізотопом свинцю $^{208}_{82}\text{Pb}$. Цей ряд містить 14 радіоактивних перетворень, 8 з яких α -розпади і 6 - β -розпади.

2. *Ряд торію*, розпочинається з торію $^{232}_{90}\text{Th}$ ($T_{1/2} = 1,4 \cdot 10^{10}$ років) і закінчується ізотопом свинцю $^{208}_{82}\text{Pb}$

3. *Ряд актинію*, що розпочинається з урану $^{235}_{92}\text{U}$ ($T_{1/2} = 7,3 \cdot 10^8$ років) і закінчується ізотопом свинцю

4. *Ряд нептунію*, який розпочинається з трансуранового елементу нептунію $^{237}_{93}\text{Np}$ ($T_{1/2} = 2,2 \cdot 10^6$ років) і закінчується стійким ізотопом вісмуту $^{209}_{83}\text{Bi}$.

Хоча період напіврозпаду нептунію досить великий, його в природному стані на Землі вже немає, він повністю розпався. Тепер нептуній добувають в результаті штучних ядерних реакцій.

§ 5. Ядерні реакції

Ядерні реакції. При зближенні ядра з якою-небудь частинкою (нуклоном, γ -квантом або іншим ядром) до відстаней близько 10^{-13} см вони вступають

у взаємодію, яка може привести до зміни складу і структури обох об'єктів, що зіткнулися. Цей процес називається *ядерною реакцією*.

Під час ядерної реакції відбувається перерозподіл енергії і імпульсу обох частинок, внаслідок чого утворюються дві або більше інші частинки, що вилітають з місця взаємодії. При ядерних реакціях виконуються закони збереження енергії, імпульсу, моменту імпульсу, електричного заряду, числа нуклонів (баріонного заряду), лептонного заряду.

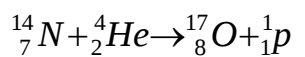
Це означає, зокрема, що *сума зарядів* (і сума масових чисел) *ядер і частинок, що вступають в реакцію, дорівнює сумі зарядів* (і сумі масових чисел) *кінцевих продуктів* (ядер і частинок) *реакції*.

Найбільш поширеним видом реакції є взаємодія легкої частинки a з ядром A , в результаті якого також утворюються легка частинка b і ядро B :

$$a + A \rightarrow b + B, \quad (5.1)$$

або скорочений запис $A(a, b) B$.

Перша штучна ядерна реакція була здійснена Е. Резерфордом в 1919 р. При опроміненні азоту α -частинками деякі ядра азоту перетворювалися на ядра кисню, випускаючи при цьому протон. Рівняння цієї реакції має вигляд:



Інтенсивність взаємодії різних частинок з ядрами характеризують так званим *ефективним перерізом* σ . Ефективний переріз ядерної реакції σ входить у формулу:

$$dN = \sigma N n dx, \quad (5.2)$$

яка має такий зміст: число частинок dN , що вступають в реакцію, пропорційно числу частинок N , що падають за одиницю часу на одиницю площі поперечного перерізу речовини, кількості ядер в одиниці об'єму n і товщині шару dx .

Ефективний переріз σ має розмірність площі і характеризує ймовірність того, що при падінні пучка частинок на речовину станеться реакція.

Ефективному перерізу σ ядра для даної реакції надають такого наочного вигляду. Підберемо умовну площинку, мислено помістимо її в центр ядра і вважатимемо, що всякий раз, коли первинна траєкторія первинної частинки перетинає цю площинку, реакція відбувається, а коли не перетинає, реакція не відбувається. В якості одиниці виміру перерізу зазвичай вибирається *барн*: 1 барн = 10^{-28} м², приблизно рівний квадрату радіусу ядра.

Приклад. Для реакцій α -частинок з ядрами азоту в дослідах Резерфорда з $N = 10^6$ частинок, що падають лише $dN = 20$ викликали реакцію; довжина їх пробігу складала $dx = 6,87$ см; у 1 см³ азоту за нормальних умов міститься число Лошмідта молекул $n_0 \approx 2,7 \cdot 10^{19}$ см⁻³ і відповідно $n = 2n_0 = 2 \cdot 2,7 \cdot 10^{19}$ ядер. Підставивши ці дані в рівняння (2), отримуємо $\sigma = 0,055 \cdot \text{барн}$.

Енергія ядерних реакцій. Ядерні реакції можуть бути як *екзотермічними* (з виділенням енергії), так і *ендотермічними* (з поглинанням енергії).

Енергетичний вихід ядерних реакцій можна розрахувати на основі закону збереження енергії. Енергія ядерної реакції, що виділяється, має вигляд

$$Q = c^2 ((m_A + m_a) - (m_B + m_b)) = 931,5 \text{ (MeV/a.o.m.) } ((m_A + m_a) - (m_B + m_b)) \quad (5.3)$$

де m_A і m_a - маси спокою ядра мішені і бомбардуючої частинки; $(m_B + m_b)$ - сума мас спокою ядер продуктів реакції.

Якщо $(m_A + m_a) > (m_B + m_b)$, то енергія звільняється, енергетичний ефект додатний, реакція *екзотермічна*.

Якщо $(m_A + m_a) < (m_B + m_b)$, то енергія поглинається, енергетичний ефект від'ємний, реакція *ендотермічна*.

Енергія ядерної реакції може бути записана також в іншому вигляді

$$Q = (E_{kA} + E_{ka}) - (E_{kB} + E_{kb}), \quad (5.4)$$

де E_{kA} і E_{ka} - кінетичні енергії відповідно ядра-мішені і бомбардуючої частинки, E_{kB} і E_{kb} - кінетичні енергії частинки, що вилітає, і ядра-продукту реакції.

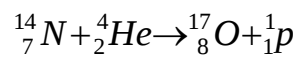
В разі екзотермічної реакції

$$E_{kB} + E_{kb} > E_{kA} + E_{ka},$$

в разі ендотермічної реакції

$$E_{kB} + E_{kb} < E_{kA} + E_{ka}.$$

Приклад. Визначимо, виділяється або поглинається енергія під час ядерної реакції, здійснений Резерфордом :



Маси ядер:

$$m_N = 14,00307 \text{ а.о.м.}, m_{\text{He}} = 4,0038671 \text{ а.о.м.}, m_p = 1,0081451 \text{ а.о.м.}, m_O = 16,99913 \text{ а.о.м.}$$

Застосуємо закон збереження релятивістської повної енергії, що складається з енергії спокою mc^2 і кінетичної енергії E_k частинок :

$$m_N c^2 + m_{\text{He}} c^2 + E_{k\text{He}} = m_O c^2 + m_p c^2 + E_{kO} + E_{kp}. \quad (\text{П. 5.1})$$

Тут $E_{k\text{He}}$, E_{kO} та E_{kp} означають кінетичні енергії ядер гелію, кисню і протона відповідно.

Енергія реакції Q дорівнює різниці між сумою кінетичних енергій ядер-продуктів реакції і кінетичною енергією ядра, що налітає (вважаємо, що ядро-мішень є нерухоме) :

$$Q = E_{kO} + E_{kp} - E_{k\text{He}}.$$

З формули (П. 5.1) виходить, що

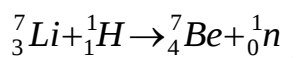
$$Q = c^2 ((m_N + m_{\text{He}}) - (m_O + m_p)). \quad (\text{П.5.2})$$

Підставивши маси спокою частинок, що наведені в умові, і скориставшись значенням енергетичного еквіваленту $c^2 = 931,5 \text{ MeV/a.o.m.}$, отримаємо

$$Q = -0,315 \text{ MeV.}$$

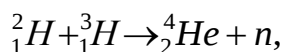
Таким чином, $Q < 0$ і реакція супроводжується поглинанням енергії і є ендотермічною. Відбувається зростання енергії спокою частинок за рахунок зменшення кінетичної енергії.

Інший приклад реакції, що йде з поглинанням енергії :



Тут $Q = -1,64 \text{ MeV}$.

Прикладом екзотермічної реакції є реакція синтезу легких елементів :



для якої $Q = 17,6 \text{ MeV}$.

Згідно з припущенням Н. Бору ядерні реакції $A(a, b)B$ протікають в *дві стадії*. **Перша стадія** - це захоплення ядром A частинки a , що наблизилася до нього на відстань дії ядерних сил, і утворення проміжного ядра C , що називається складеним (чи компаунд-ядром). Енергія частинки, що влетіла в ядро, швидко розподіляється між нуклонами складеного ядра, внаслідок чого воно виявляється у збудженому стані. Під час зіткнення нуклонів складеного ядра, один з нуклонів (чи їх комбінація, наприклад дейтрон) або α -частинка можуть отримати енергію, достатню для вильоту з ядра. В результаті настає **друга стадія** ядерної реакції - розпад складеного ядра на ядро B і частинку b .

Деякі реакції протікають без утворення складеного ядра, вони називаються прямими ядерними взаємодіями (наприклад, реакції, що викликаються швидкими нуклонами і дейтронами).

Нині здійснена велика кількість ядерних реакцій: ядерні реакції під дією нейтронів, протонів, α - частинок, дейтронів і інших ядер, γ -квантів і електронів.

Ядерні реакції під дією нейтронів. Ці реакції найчисленніші і мають велике практичне застосування. Для нейтронів кулонівський бар'єр відсутній і ядерна реакція може протікати навіть при теплових енергіях нейтронів, що налітають.

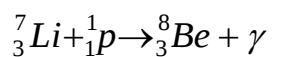
Так, ряд найважчих ядер (${}^{233}_{92}\text{U}$, ${}^{235}_{92}\text{U}$, ${}^{239}_{94}\text{Pu}$) ділиться при захопленні повільних нейтронів. Ці реакції лежать в основі роботи ядерних реакторів на повільних нейтронах.

На відміну від цих ядер, які діляться під дією повільних нейтронів, ядра ${}^{238}_{92}\text{U}$, ${}^{232}_{90}\text{Th}$ зазнають поділу тільки під дією швидких нейтронів, енергія яких досягає декількох МеВ. На таких реакціях заснована робота реакторів на швидких нейтронах.

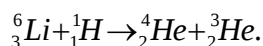
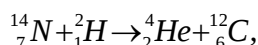
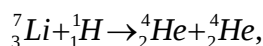
Ядерні реакції під дією протонів. В той час, як ефективний переріз σ ядерної реакції під дією повільних нейтронів досить великий і у декілька разів перевищує геометричний переріз ядра, величина σ для ядерних реакцій під дією протонів малих енергій дуже мала.

Це пояснюється тим, що для протонів існує потенціальний бар'єр ядра і частинка повинна здолати кулонівське відштовхування. Для здійснення ядерної реакції енергія протонів, що налітають на ядро, має дорівнювати або бути більшою висоти кулонівського потенціального бар'єру ядер (~ 10 MeV). Тому тільки за наявності великої власної енергії протон в змозі підійти близько до ядра і викликати ядерну реакцію. Таку енергію протони, дейтрони і електрони – заряджені частинки – отримують у прискорювачах заряджених частинок.

Приклад. Реакція під дією протонів, яку використовують для отримання γ -лучей високих енергій (17 MeV) має вигляд

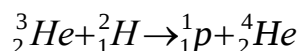


Використання прискорених протонів привело до перетворення ядер літію в ядра гелію, ядер азоту – в ядра вуглецю і так далі. Ці реакції відбувалися за такими схемами



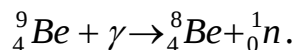
Ядерні реакції під дією дейтронів. Під час бомбардування ядер частинками, які самі є ядрами, найбільш ефективними являються *дейтрони* (ядра дейтерію), Вони є системою з двох нуклонів (протон і нейтрон), енергія зв'язку яких дуже мала (близько 2 MeV).

Тому під час бомбардування ядер дейтронами з великою ймовірністю відбувається захоплення ядром тільки одного з нуклонів, а другий пролітає далі. Приклад такої реакції:

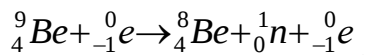


Ядерні реакції під дією γ -квантів. Ядерні реакції можуть відбуватися також і під дією гамма-квантів досить великих енергій — так звані *фотоядерні реакції*. Вони стають можливими, коли енергія гамма-кванту перевищує енергію відділення нуклонів від ядра.

Наприклад, виривання нейтрона з ядра берилію (т.з. ядерний фотоефект):

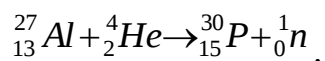


Ядерні реакції під дією прискорених електронів. Як приклад приведемо виривання нейтрона з ядра берилію під дією електронів з енергією 1,8 MeV:

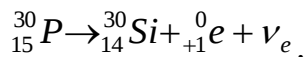


Штучна радіоактивність. Під час ядерних реакцій можуть утворюватися нові радіоактивні ізотопи, яких немає на Землі в природному стані. Радіоактив-

ність ядра, що виникає в результаті ядерної реакції, називається *штучною*. Вона була відкрита на ядерній реакції

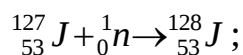


Радіоактивний ізотоп фосфору ${}_{15}^{30}\text{P}$ є джерелом β^+ - випромінювання. Його ядро випускає позитрон і електронне нейтрино:

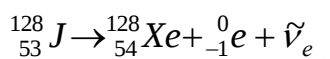


Більшість радіоактивних нуклідів з приблизно 1200 відомих в природі не зустрічається, а можуть бути отримані штучно в результаті ядерних реакцій в лабораторних умовах. Активність цих ядер задовольняє основному закону радіоактивного розпаду, тобто експоненціально залежить від часу.

Наприклад, під час опромінення нейтронами йоду утворюється бета-радіоактивний ізотоп йоду з періодом напіврозпаду $T_{1/2} = 24,98$ хв.:

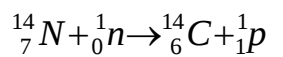


після радіоактивного розпаду йоду утворюється стабільний ізотоп ксенону :



За допомогою штучної радіоактивності отриманий ряд трансуранових елементів, тобто елементів з порядковим номером $Z > 92$. - нептуній, плутоній, америцій, кюрій та ін. Радіоактивні ізотопи різних хімічних елементів, що отримані штучним шляхом, широко використовуються в різних галузях науки і техніки.

Радіовуглецевий метод визначення віку археологічних зразків. Зупинимося на одній практично важливій ядерній реакції, яка відбувається у верхніх шарах атмосфери під дією нейтронів космічного випромінювання. Азот повітря під час опромінення нейтронами перетворюється на вуглець:



При цьому виникає радіовуглець ${}_{6}^{14}\text{C}$ — бета-радіоактивний ізотоп з періодом напіврозпаду $T_{1/2} \approx 5730$ років. За хімічними властивостями радіовуглець нічим не відрізняється від звичайного вуглецю, з'єднуючись з киснем, він теж утворює вуглекислий газ CO_2 . Таким чином, частина молекул вуглекислого газу в повітрі виявляється радіоактивною.

Як відомо, в процесі фотосинтезу жива рослина засвоює з повітря вуглекислий газ CO_2 . Основна частина вуглецю, що входить до складу вуглекислоти, є стабільними ізотопами ${}^{12}\text{C}$ і ${}^{13}\text{C}$. Проте разом з ними рослинами засвоюється і радіовуглець ${}^{14}\text{C}$, відкладаючись в їх листях, гілках і стволах. Потім в результаті кругообігу речовин в природі радіовуглець засвоюється тваринами і люди-

ною, до складу кісток яких входять як органічні, так і неорганічні (CaCO_3) речовини, що містять вуглець.

Оскільки середня інтенсивність космічного випромінювання в атмосфері мало міняється з часом, то і співвідношення радіоактивного і стабільних ізотопів вуглецю в живих організмах також є незмінним, не залежним від історичної епохи. Рівноважна концентрація радіовуглецю ^{14}C однакова в різних місцях Земної кулі і активність приблизно дорівнює $A_0 = 14$ розпадів в хвилину на кожен грам вуглецю.

У живому організмі його клітини безперервно замінюються новими, тобто концентрація радіовуглецю в організмі не змінюється, а спад радіовуглецю через його радіоактивний розпад поповнюється організмом за рахунок участі в кругообігу речовин в природі.

Із загибеллю організму (зрубане дерево, тварина, що померла) процес засвоєння вуглецю із зовнішнього середовища припиняється, радіоактивний вуглець $^{14}_6\text{C}$ поступово розпадається, внаслідок чого його зміст в останках поступово зменшується за законом радіоактивного розпаду. За таким же законом змінюється активність $A(t)$ радіовуглецю. Отже, вимірявши активність радіовуглецю в останках рослин і тварин (у деревині, кістках і т. п.) методами дозиметрії або мас-спектрометричним методом, можна визначити час, що пройшов з моменту припинення життя організму, тобто встановити вік цих об'єктів. Радіовуглецевий метод визначення віку останків рослин і живих організмів пройшов звіряння з даними древніх рукописів і вважається надійним методом.

Приклад. Розглянемо деяку уявну ситуацію. Припустимо, що в річці Дніпро поблизу острова Хортиця були виявлені залишки дерев'яного корпусу човна «Чайка» запорізьких козаків. У лабораторії спалимо шматочок деревини з корпусу човна, виміряємо активність золи і отримаємо значення активності - наприклад, $A(t) = 13,42$ розпадів в хвилину на грам речовини.

Активність ізотопу змінюється з часом згідно із законом

$$A = A_0 e^{-\lambda t}, \text{ де } A_0 = N_0 \ln 2 / T_{1/2} - \text{початкова активність.}$$

З урахуванням того, що $\lambda = \ln 2 / T_{1/2}$ можна записати:

$$A = A_0 e^{-\frac{\ln 2}{T_{1/2}} t} = A_0 (e^{\ln 2})^{-\frac{t}{T_{1/2}}} = A_0 2^{-\frac{t}{T_{1/2}}},$$

звідки виразимо час, що пройшов з початку розпаду

$$t = \frac{T_{1/2} \ln \frac{A_0}{A(t)}}{\ln 2}. \quad (\text{П. 5. 3})$$

Тут $A_0 = 14$ розп/хв - рівноважна активність.

Знаючи період напіврозпаду радіовуглецю $T_{1/2} = 5730$ років, за формулою (П. 5.3) знаходимо

$$t = 5730 \frac{\ln(14/13,42)}{\ln 2} = 5730 \frac{0,042}{0,693} \approx 350(\text{років})$$

Таким чином визначаємо, що човен пролежав у воді 350 років.

§ 6. Реакція поділу важких ядер. Ланцюгова ядерна реакція

У 1938 г роботами німецьких фізиків О. Гана, Ф. Штрассмана, Л. Мейтнер і англійського фізика О. Фриша було встановлено, що у разі захоплення нейтрона ядром урану воно ділиться на дві приблизно рівні частини. Це явище дістало назву *поділу ядер*, а ядра, що утворюються, — *осколків поділу*.

Подальші дослідження показали, що при поділі ядра урану можуть виникати близько 100 різних ізотопів з масовими числами приблизно від 90 до 145.

Найбільш імовірним є поділ на осколки, маси яких відносяться як 2:3 (масові числа 95 і 141).

Реакцію поділу атомного ядра вдалося пояснити, ґрунтуючись на краплинній моделі ядра (датський фізик Н. Бор, американський фізик Дж. А. Уілер, російський фізик Я. И. Френкель).

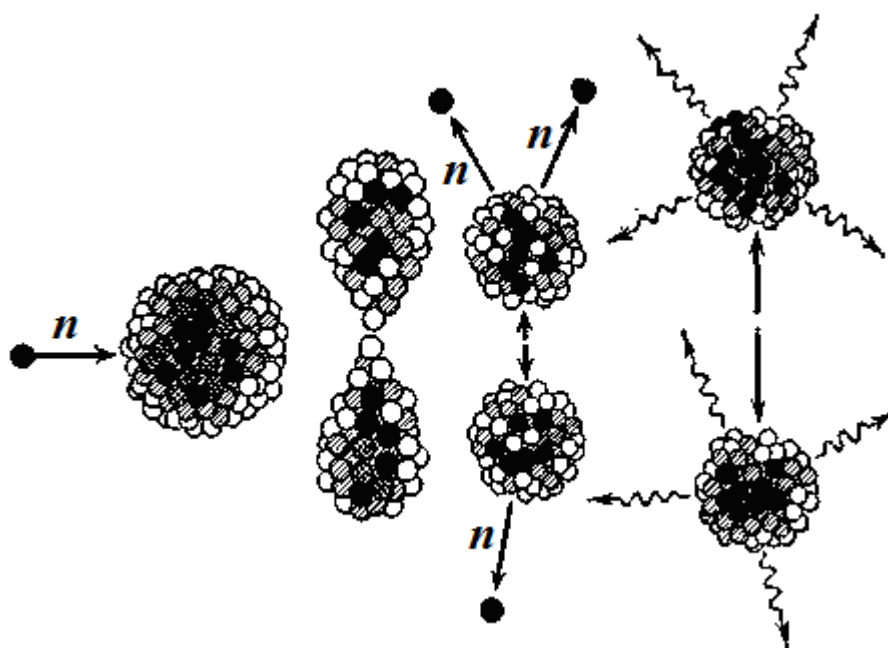


Рис. 6.1.

У цій моделі ядро розглядається як крапля електрично зарядженої нестисливої рідини. Окрім ядерних сил, що діють між усіма нуклонами ядра, протони зазнають додаткове електростатичне відштовхування, внаслідок якого вони розміщуються на периферії ядра. У незбудженому стані сили електростатичного відштовхування

компенсуються, тому ядро має форму кулі (рис. 6.1).

Після захоплення ядром урану ${}^{238}_{92}\text{U}$ нейтрона його енергія рівномірно розподіляється між усіма нуклонами, а саме ядро деформується і починає коливатися. Якщо енергія збудження досить велика, то деформація ядра під час коливань може бути настільки великою, що в ній утворюється перетяжка, аналогічна перетяжці між двома частинами краплі рідини, що роздвоюється.

Ядерні сили, що діють у вузькій перетяжці, вже не можуть протистояти значній кулонівській силі відштовхування частин ядра. Перетяжка розривається, і ядро розпадається на два "осколки", які розлітаються в протилежні боки зі швидкістю, що приблизно дорівнює $1/30$ швидкості світла.

Щоб ядру розділитися, воно має здолати енергетичний бар'єр, що називається *бар'єром поділу* (рис. 6.2). Цю енергію у разі вимушеного поділу ядро отримує ззовні, наприклад, під час захоплення нейтрона. На рис. 6.2 зображена потенціальна енергія ядра залежно від величини деформації і зміна форми ядра в процесі поділу.

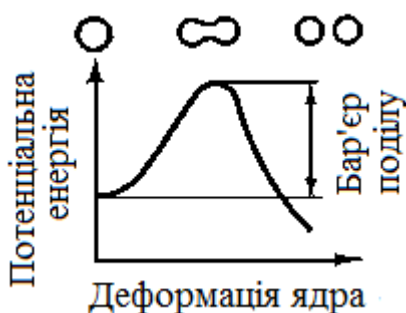


Рис. 6.2.

Можливий також спонтанний поділ важких ядер. У разі спонтанного поділу відбувається відоме з квантової механіки тунельне просочування ядра крізь бар'єр.

Оцінку енергії, що виділяється під час поділу ядра, можна зробити за допомогою питомої енергії зв'язку нуклонів в ядрі (див. §2. Рис. 2.1). Питома енергія зв'язку нуклонів в ядрах з масовим числом $A \approx 240$ становить близько $7,6$ МеВ/нуклон, тоді як в ядрах з масовими числами $A = 90 - 145$ питома енергія приблизно дорівнює $8,5$ МеВ/нуклон. Отже,

при поділі ядра урану звільняється енергія близько $0,9$ МеВ/нуклон або $0,9 \cdot 238 \approx 210$ МеВ на одне ядро урану.

Приклад. Іноді приводять такі образні порівняння:

1). 1 г вугілля при згоранні дає тепло, достатнє для того, щоб нагрівати до кипіння ≈ 10 г води. При ядерному розщеплюванні 1 г урану виділяється тепло, достатнє для того, щоб довести до кипіння 30 т води, тобто ядерне паливо приблизно в мільйон разів більш ефективне.

2) При повному поділі всіх ядер, що містяться в 1 г урану, виділяється така сама енергія, як і при згоранні 3 т вугілля або $2,5$ т нафти. Вона складає $\approx 8 \cdot 10^{10}$ Дж = 22 МВт-год.

Основна частина енергії поділу повинна звільнитися у формі кінетичної енергії осколків поділу. Якщо в результаті акту поділу осколки знаходяться один від одного на відстані r , при якому ядерні сили притягання вже не діють, то проявляється електростатична кулонівська енергія відштовхування заряджених ядер — осколків поділу. Потенціальна енергія взаємодії зарядів Z_1e і Z_2e дорівнює

$$E_p = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 r}, \quad (6.1)$$

де Z_1 і Z_2 - зарядові числа осколків.

Відстань r між осколками у момент завершення поділу, очевидно, буде $r = R_1 + R_2$, де R_1 і R_2 - радіуси ядер-осколків, які можна вичислити за формулою (1.9): $R = r_0 A^{1/3}$. Тут r_0 - постійна, знайдена з експериментів, $r_0 = (1,2 - 1,5) \cdot 10^{-15}$ м.

Тоді $R = 1,4 \cdot 10^{-15} A^{1/3}$ м.

Якщо вважати, що поділ ядра урану ${}^{238}_{92}\text{U}$ відбувся на два однакові осколки ($Z_1 = Z_2 = 92/2 = 46$ і $R_1 = R_2$, $A_1 = A_2 = 238/2 = 119$), то отримаємо, що

$$E_p \approx 200 \text{ MeV}.$$

Очевидно, що потенціальна енергія E_p відштовхування ядер-осколків повинна перейти в їх кінетичну енергію E_k і осколки поділу повинні розлітатися з великими швидкостями.

Осколки, що мають величезну швидкість і розлітаються, гальмуються навколишнім середовищем. Кінетична енергія осколків перетворюється на внутрішню енергію середовища, яке нагрівається. Таким чином, поділ ядер урану супроводжується виділенням великої кількості теплоти.

Випускання нейтронів в процесі поділу. Важливою особливістю ядерного поділу є випускання в процесі поділу двох-трьох вторинних нейтронів, що називаються *нейтронами поділу*. Саме завдяки цьому стало можливим здійснити за певних умов ланцюгову реакцію поділу.

Встановлено, що відношення числа нейтронів до числа протонів в стабільних ядрах зростає з підвищенням атомного номера. Тому у осколків, що виникають при поділі, відносне число нейтронів виявляється більшим, ніж це допустимо для ядер атомів, що знаходяться в середині таблиці Менделєєва.

Говорять, що осколки поділу сильно перевантажені нейтронами. В результаті при поділі кожного ядра вивільняється декілька нейтронів.

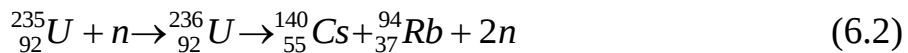
Їх енергія має різні значення — від декількох МеВ до зовсім малих, близьких до нуля.

Більшість нейтронів випускаються миттєво (за час, менший 10^{-14} с). Частина (близько 0,75%) нейтронів, що дістала назву *запізнілих нейтронів*, випускається не миттєво, а із запізнюванням від декількох мілісекунд до декількох хвилин.

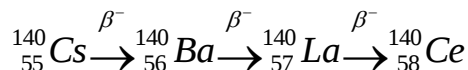
Незважаючи на малу кількість, запізнілі нейтрони грають істотну роль в ядерних реакторах. Завдяки великому запізнюванню, ці нейтрони приблизно на два порядки і більше, збільшують час життя нейтронів одного покоління в ядерному реакторі і тим самим створюють можливість управління ланцюговою реакцією поділу.

Випускання нейтронів поділу не усуває повністю перевантаження осколків нейтронами. Це призводить до того, що осколки виявляються радіоактивними і можуть зазнати ряд β^- -перетворень, що супроводжуються випусканням γ -

квантів. Оскільки β^- -розпад супроводжується перетворенням нейтрона на протон, то після ланцюжка β^- -перетворень співвідношення між нейтронами і протонами в осколку досягне величини, що відповідає стабільному ізотопу. Наприклад, при поділі ядра урану-235



уламок поділу ${}^{140}_{55}\text{Cs}$ в результаті трьох актів β^- -розпаду перетворюється на стабільний ізотоп церію :



При поділі ядра урану звільняється два-три нейтрони. За сприятливих умов ці нейтрони можуть потрапити в інші ядра урану і викликати їх поділ. На цьому етапі з'являться вже від 4 до 9 вторинних нейтронів, здібних викликати нові розпади ядер урану і т. д.

Оскільки в кожному акті випускається нейтронів більше, ніж поглинається, то при поділі ядер урану стає можливим самопідтримний процес поділу, що називається *ланцюговою ядерною реакцією*.

Імовірність поділу ядер визначається енергією нейтронів.

Залежно від енергії нейтрони поділу класифікують як повільні і швидкі. Нейтрони з енергією до 0,1 МеВ називають *повільними*, з енергією (0,1 - 200) МеВ - *швидкими*. У тому числі повільними або *тепловими* називають нейтрони, що знаходяться в тепловій рівновазі з атомами речовини. Їх енергія дорівнює $\sim 0,025$ еВ.

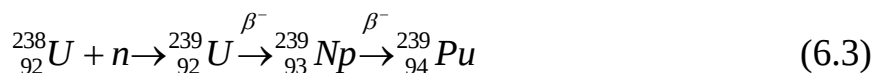
Природний уран містить практично 2 ізотопи: ${}^{238}\text{U}$ (99,27%) і ${}^{235}\text{U}$ (0,72%). Третій ізотоп - ${}^{234}\text{U}$ - присутній в настільки малих кількостях (близько 0,006 %), що його можна не враховувати.

Ядра ${}^{235}\text{U}$ зазнають поділу під дією як швидких, так і повільних нейтронів, причому реакція поділу найбільш інтенсивно йде на повільних (теплових) нейтронах.

Для теплових нейтронів ефективний переріз поділу ${}^{235}\text{U}$ складає 580 барн.

Ядра ж ${}^{238}\text{U}$ можуть ділитися тільки під дією нейтронів з енергією більше 1 МеВ. Таку енергію мають приблизно 60% нейтронів, що з'являються при поділі. Проте приблизно лише один нейтрон з п'яти здійснює поділ ${}^{238}\text{U}$. Інші нейтрони захоплюються цим ізотопом без подальшого його поділу. В результаті спочатку утворюється складене ядро ${}^{239}\text{U}$, енергія збудження якого виділяється у вигляді γ -фотона. Тому такий процес називається *радіаційним захватом*.

Ядро ${}^{239}\text{U}$, що утворилося в результаті захвату нейтрона, є нестабільним. Зазнаючи β^- -розпаду (період напіврозпаду 23 хв), воно перетворюється на ядро трансуранового елементу нептунію ${}^{239}\text{Np}$, який також зазнає β^- -розпаду (період напіврозпаду близько 2 діб), перетворюючись на плутоній ${}^{239}\text{Pu}$.



Плутоній є α -радіоактивним, проте його період напіврозпаду такий великий (24 400 років), що його можна вважати практично стабільним.

Найважливіша властивість плутонію полягає в тому, що він ділиться під впливом нейтронів так само, як ${}^{235}\text{U}$. Тому за допомогою ${}^{239}\text{Pu}$ може бути здійснена ланцюгова реакція.

При поділі ${}^{238}\text{U}$ або ${}^{235}\text{U}$ швидким нейтроном вилітає в середньому 2,5 нейтрона з енергією від 0,1 МеВ до 14 МеВ. Можна сподіватися, що за відсутності втрат нейтронів в природному урані могла б розвинути ядерна ланцюгова реакція.

Проте втрати нейтронів існують. По-перше, захоплювати нейтрони без поділу можуть ядра ${}^{238}\text{U}$. Склад природного урану такий, що на кожне ядро ${}^{235}\text{U}$, що ділиться повільними нейтронами, припадає 140 ядер ${}^{238}\text{U}$, що не ділиться.

На рис. 6.3 схематично зображена енергетична залежність перерізу σ реакції радіаційного захвату нейтрона ядром ${}^{238}\text{U}$ (масштаб логарифмічний). Ефективний переріз захвату різко зростає для енергії нейтронів, що дорівнює ~ 7 эВ, досягаючи 23 000 барн.

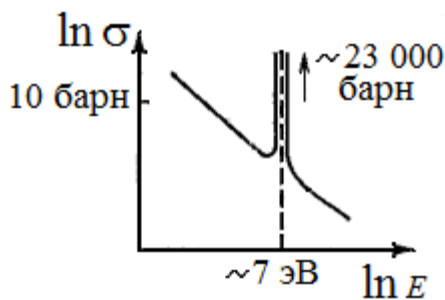


Рис. 6.3.

Резонанс поглинання пояснюється тим, що енергія, що додається нейтроном в складене ядро, при цьому точно дорівнює тій енергії, яка потрібна для переведення нового ядра на збуджений енергетичний рівень.

По-друге, при зіткненні нейтронів з ядром відбувається непружне розсіяння, при якому енергія нейтронів стає нижче 1 МеВ, і вони вже не можуть викликати поділу ${}^{238}\text{U}$. Велика частина таких нейтронів зазнає радіаційного захвату або вилітає назовні.

В результаті обох процесів **ядерна ланцюгова реакція в природному урані не може розвинути.**

Наведені дані показують, що ланцюгову ядерну реакцію в урані можна здійснити двома способами: або використовуючи чистий уран-235, або використовуючи природний уран, але із забезпеченням певних умов.

Перший спосіб був використаний для виготовлення атомної бомби, другий — для побудови ядерних реакторів.

Коефіцієнт розмноження нейтронів. Розвиток ланцюгової реакції характеризується так званим *коефіцієнтом розмноження нейтронів* k , який вимірюється відношенням числа N_i нейтронів, що викликають ділення ядер речовини на

одному з етапів реакції, до числа N_{i-1} нейтронів, що викликали ділення на попередньому етапі реакції:

$$k = N_i/N_{i-1}. \quad (6.4)$$

Коефіцієнт розмноження визначається не лише числом нейтронів, що утворюються в кожному елементарному акті, але і умовами, в яких протікає реакція: частина нейтронів, що утворюються, поглинається сторонніми ядрами або йде за межі зони реакції.

K є максимальним, якщо речовина має кулеподібну форму, оскільки в цьому випадку втрата нейтронів через поверхню буде найменшою.

Маса речовини, що ділиться, в якій ланцюгова реакція йде з коефіцієнтом розмноження $k = 1$, називається *критичною масою*.

Значення критичної маси визначається геометрією системи і зовнішнім оточенням. Так, для урану ^{235}U критична маса дорівнює $m_{\text{кр}} = 47$ кг (куля діаметром 17 см), для плутонію ^{239}Pu $m_{\text{кр}} = 11$ кг, для урану ^{233}U $m_{\text{кр}} = 16$ кг. В невеликих кусках урану більшість нейтронів, не потрапивши ні в одне ядро, вилітають назовні.

Знайдемо залежність від часу кількості нейтронів, які народжуються в результаті поділу ядер.

Нехай в який-небудь момент часу кількість нейтронів в цьому поколінні дорівнює N . Позначимо через τ середній час життя одного покоління нейтронів. Тоді через час τ кількість нейтронів буде рівна kN (k - коефіцієнт розмноження нейтронів), а різниця, тобто приріст числа нейтронів за одне покоління складе

$$kN - N = (k - 1) N. \quad (6.5)$$

Розділивши цю величину на τ , визначимо приріст числа нейтронів за одиницю часу, тобто швидкість наростання ланцюгової реакції:

$$dN/dt = N(k - 1)/\tau. \quad (6.6)$$

Рішення рівняння (6.62) дає залежність числа нейтронів від часу:

$$N = N_0 \exp ((k - 1)t/\tau), \quad (6.7)$$

де N_0 — кількість нейтронів у момент часу $t = 0$, а N - їх кількість у момент часу t .

Як впливає з формули (6.7), кількість N визначається знаком $(k - 1)$.

Якщо коефіцієнт розмноження $k = 1$, то проходить стаціонарна ланцюгова реакція поділу, що є *самопідтримною*, за якої кількість нейтронів з часом не змінюється, і ланцюгова реакція буде керованою. Такий режим забезпечується в ядерних реакторах.

Якщо маса ядерного палива менше критичної маси, то коефіцієнт розмноження $k < 1$; кожне нове покоління викликає все менше і менше число поділів, ланцюгова реакція поділу затухає, потік нейтронів і потужність реактора зменшуються.

Якщо ж маса ядерного палива більша за критичну, то коефіцієнт розмноження $k > 1$. При цьому йде реакція, що *розвивається*, кожне нове покоління нейтронів викликає все більше число поділів або, як кажуть, відбувається «розгін» ланцюгової реакції поділу. Число поділів, потік нейтронів і потужність реактора ростуть з часом за експонентою. За деяких умов може статися ядерний вибух, що супроводжується величезним виділенням енергії і підвищенням температури оточуючого середовища до декількох мільйонів градусів. Вибух супроводжується також інтенсивним радіоактивним випромінюванням.

Ланцюгова реакція такого роду відбувається під час вибуху атомної бомби.

Принцип будови атомної бомби добре відомий. Ядерний заряд (поз.1 на рис. 6.4) такої бомби являє собою два куски чистого ^{235}U або ^{239}Pu . Маса кожного куска менша за критичну, внаслідок чого реакція не виникає.

Щоб викликати вибух, частини ядерного заряду сполучають в один кусок з масою, яка більше критичної. Для з'єднання використовують звичайну вибухову речовину (поз.2 на рис. 6.4). Увесь пристрій розміщений в масивній металевій оболонці (поз. 3 на рис. 6.4), яка служить відбивачем нейтронів, а також утримує ядерний заряд від розпилення, доки не прореагує максимальне число ядер. Ланцюгова реакція відбувається на швидких нейтронах. Початковий нейтрон для розвитку ланцюгової реакції завжди знайдеться в земній атмосфері, в якій нейтрони народжуються космічними променями. Для надійності в якості джерела нейтронів використовують також мікроскопічну кількість суміші радію з берилієм.

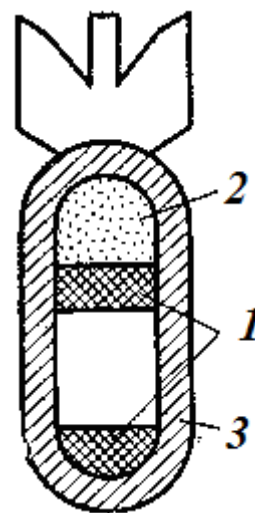


Рис. 6.4.

Приклад. Приймаючи коефіцієнт розмноження нейтронів в реакторі на теплових нейтронах $k = 1,005$, а середній час життя одного покоління нейтронів $\tau = 10^{-3}$ с, визначити, в скільки разів збільшується кількість нейтронів ядерної реакції за час $t = 1$ с.

Як впливає з формули (6.7) :

$$N/N_0 = \exp((k - 1) t/\tau) = \exp(0,005/0,001) = \exp 5 \approx 150 \text{ (разів)}.$$

ДО 27 03 18 50

§ 7. Атомна енергетика

Як вже відзначалося в § 6, на швидких нейтронах ланцюгова реакція в природному урані йти не може.

Якщо ж нейтрони сповільнити до теплових швидкостей (з енергією близько 0,025 еВ) і опромінювати ними природний уран, то ймовірність реакцій поділу урану-235 тепловими нейтронами буде майже в 200 разів більше ймовірності захвату теплових нейтронів ядрами урану-238.

Хоча зіткнення теплових нейтронів з ядрами ^{238}U в природному урані відбуватимуться в 140 разів частіше, ніж з ядрами ^{235}U (компоненти, що ділиться, ^{235}U міститься всього біля 0,7 %), все ж радіаційний захват відбуватиметься рідше, ніж поділ ядер.

Тому, якщо помістити невеликі блоки урану в речовину - *сповільнювач*, здатну перетворювати швидкі нейтрони поділу на теплові, то ланцюгова реакція може початися і в природному урані.

Сповільнення нейтронів. Стикаючись з важкими ядрами урану, нейтрон при кожному зіткненні втрачає незначну частину своєї енергії. Втрачаючи енергію від первинної 1 МеВ «дрібними» кроками, після багатьох зіткнень нейтрон, що сповільнюється, напевно матиме енергію ~ 7 еВ, при цьому потрапить в резонансну область і обов'язково поглинеться.

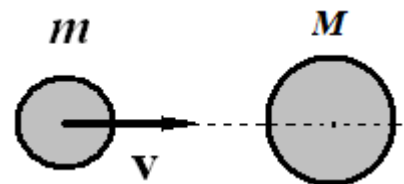


Рис. П.7.1

Для того, щоб уникнути резонансного захвату нейтрона, потрібно використати для сповільнення дуже легкі ядра, на яких сповільнення йде «великими кроками», що різко збільшує ймовірність благополучного «проскакування» нейтрона через резонансну область енергій.

Як відомо з теорії пружного удару, хорошими сповільнювачами нейтронів можуть бути частинки з масами, близькими до маси нейтрона. Максимальна кількість енергії втрачається у разі, коли обидві частинки мають однакову масу. Отже, максимальна передача енергії нейтроном буде при його зіткненні з ядром водню – протоном (маси протона і нейтрона приблизно однакові).

Приклад. Сповільнення нейтронів.

Будемо вважати, що нейтрон і ядро атома-сповільнювача є двома пружними кулями, які зазнають центрального абсолютно пружного зіткнення (рис. П.7.1)..

Якщо маси нейтрона і ядра рівні відповідно m і M , куля-нейтрон рухається із швидкістю v , а куля-ядро, для простоти завдання, покоїться, то швидкість ядра після удару дорівнює (див, наприклад, навчальний посібник І. П. Гаркуша, В. П. Курінний, Фізика, ч.1, Механіка, § 22)

$$u = \frac{2m}{m + M} v \quad (\text{П. 7.1})$$

Кінетична енергія, втрачена нейтроном ΔE_k , дорівнює енергії, яку отримало ядро сповільнювача:

$$\Delta E_k = \frac{Mu^2}{2}.$$

Позначимо через r відношення втраченої нейтроном енергії до його первинної енергії:

$$r = \frac{\Delta E_k}{E_k} = \frac{Mu^2}{2} \cdot \frac{2}{mv^2} = \frac{4mM}{(m+M)^2} \quad (\text{П. 7.2})$$

Після одного зіткнення кінетична енергія нейтрона стане дорівнювати, як випливає з формули (П. 2)

$$E_{k1} = E_k - \Delta E_k = E_k(1-r).$$

Після другого зіткнення

$$E_{k2} = E_{k1} - \Delta E_{k1} = E_{k1}(1-r) = E_k(1-r)^2.$$

Очевидно, після n -го зіткнення у нейтрона буде кінетична енергія

$$E_{kn} = E_k(1-r)^n. \quad (\text{П. 7.3})$$

Нехай первинна енергія нейтрона була $E_k = 1,75 \text{ MeV}$ і нейтрон сповільнився до теплових енергій $E_{kn} = 0,025 \text{ eV}$. Нехай сповільнювачем служить важка вода. Тоді ядрами мішені служитимуть ядра дейтерію ${}^2_1\text{H}$, тобто маса ядра-сповільнювача $M = 2m$.

$$\text{Отримаємо } r = \frac{4m(2m)}{(m+2m)^2} = \frac{8}{9}, \quad \text{відповідно } 1-r = \frac{1}{9}.$$

Визначимо, скільки знадобиться зіткнень до повного сповільнення нейтрона. З формули (П. 7.3) маємо: $0,025 = \frac{1,75 \cdot 10^6}{9^n}$. Звідки $n \approx 8$. Тобто, всього за 8 зіткнень кінетична енергія нейтрона зменшується з $1,75 \text{ MeV}$ до $0,025 \text{ eV}$.

Ось чому як сповільнювач використовуються речовини з малою атомною вагою - важка вода, берилій, графіт. В цьому випадку швидкі нейтрони при зіткненнях з атомними ядрами втрачають енергію великими порціями.

Таким чином, найбільш ефективними є сповільнювачі, що містять водень. Хоча водень є найбільш ефективним сповільнювачем, проте протони не лише сповільнюють нейтрони, але і поглинають їх, перетворюючись на дейтрони. Таким чином, водень не завжди придатний в якості сповільнюючого середовища в ядерному реакторі. Добре сповільнюють і майже не поглинають нейтрони ядра дейтерію. Ядра кисню також погано поглинають нейтрони, і тому наявність їх у воді не заважає процесу розмноження.

Тому відмінним сповільнювачем є *важка вода* D_2O , що складається з двох атомів дейтерію і одного атома кисню. Важка вода у вільному виді не зустрічається, а входить до складу звичайної води і складає 0,016 % усієї води світового океану. Виділення важкої води із звичайної вимагає великих витрат енергії.

Хорошим сповільнювачем є дуже *чистий графіт*. Його легше очистити від домішок, що поглинають нейтрони, ніж виділити важку воду із звичайної. Саме графіт використовувався в першому ядерному реакторі, побудованому під керівництвом Е. Фермі в університеті Чикаго в 1942 р.

Якщо використовувати в реакторі не природний уран, а збагачений ізотопом ^{235}U , що і робиться в сучасних реакторах, то в цьому випадку в якості сповільнювача може бути використана *дистильована*, добре очищена від домішок *вода*. Звичайна вода сповільнює нейтрони не гірше за важку воду, але поглинає їх в набагато більшій кількості. Це усуває проблему виділення важкої води, хоча, з іншого боку, збагачення урану ізотопом ^{235}U технічно теж досить трудомістке завдання.

Запізнілі нейтрони і управління реактором. Якби усі нейтрони виділялися миттєво, то при k дещо більшому одиниці ланцюгова реакція розвивалася б так швидко, що регулювати потужність реактора було б неможливо.

Управління реактором стає можливим завдяки наявності під час поділу невеликої кількості *запізнілих нейтронів* (на час від десятих часток секунди до десятків секунд, середній час запізнювання складає приблизно 12 с).

Всього виділяється до 1% запізнілих нейтронів, реактор працює з коефіцієнтом розмноження в межах від 1 до 1,01 і в цьому інтервалі добре регулюється.

Управління ходом ланцюгової реакції здійснюється за допомогою *регулюючих стержнів* (з кадмію або бористої сталі), які можуть автоматично занурюватися на різну глибину в активну зону. Занурення таких стержнів, які сильно поглинають нейтрони, зменшує розмноження нейтронів і призводить до загасання ланцюгової реакції, а їх виведення із зони, навпаки, сприяє розвитку реакції. На кожному реакторі є запасна система таких самих стержнів (запобіжні стержні) для введення їх в зону під час аварійної ситуації.

Ядерний реактор. Реактором називається установка, в якій підтримується керована ланцюгова реакція поділу. Складовими частинами будь-якого реактора є: а) активна зона (ядерне пальне і сповільнювач), оточена відбивачем нейтронів; б) теплоносії; в) система регулювання ходу ланцюгової реакції; г) радіаційний захист персоналу від випромінювань та ін.

Існує декілька різних конструкцій діючих реакторів. У багатьох з них використовується звичайна (легка) вода. Ця вода може кипіти в самому реакторі,

а пара, що утворюється, поступає безпосередньо в турбіну електричного генератора. Гідністю конструкції такого реактора з *киплячою водою* є низький тиск в системі.

Тепловий ККД можна збільшити, підвищуючи тиск води, що дозволяє досягти більш високих температур без кипіння. Такий тип *реактора*, що охолоджується *водою під тиском*, називається *водо-водяним енергетичним реактором* (скорочено, ВВЕР). Його конструкція має бути міцнішою, щоб надійно витримувати високий тиск.

Активна зона реактора складається з сотень касет, об'єднаних металеву оболонкою. Ця оболонка відіграє

також роль відбивача нейтронів. Серед касет вставлені регулюючі стержні для регулювання швидкості реакції і стержні аварійного захисту реактора.

Оскільки легка вода (H_2O) поглинає нейтрони, в реакторах на воді доводиться використовувати паливе, збагачене ізотопом ^{235}U .

Тепловидільні елементи (ТВЕЛ) водо-водяних реакторів виготовляються у вигляді трубок (чи пластин), які містять уран ^{238}U , збагачений ураном ^{235}U . Такі трубки трьох розмірів вставляють одна в іншу (по 3 штуки у блоці), а самі блоки розміщують у берилієво-сталевому корпусі активної зони (рис. 7.2).

Вода, проходячи від низу до верху через проміжки між ТВЕЛами, охолоджує їх. Таким чином, вона виконує фун-

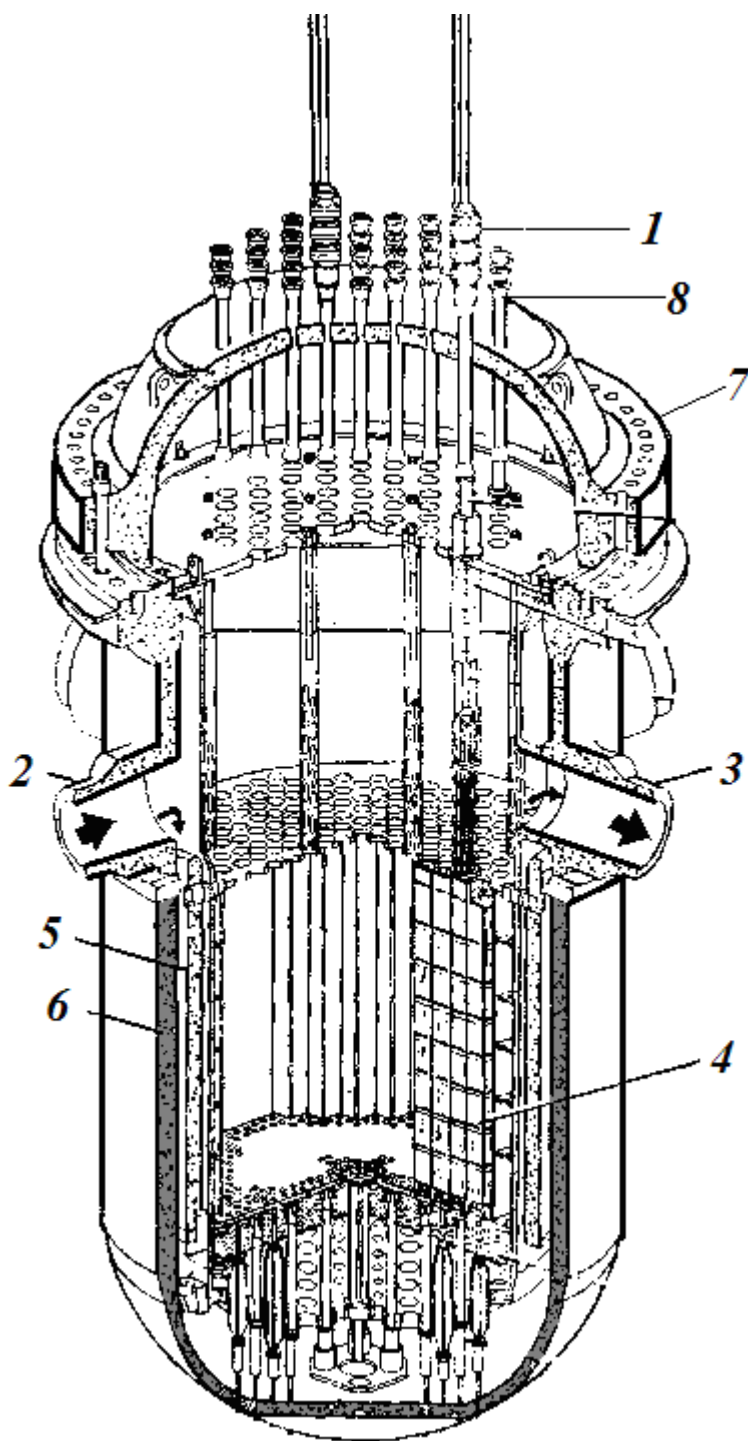


Рис. 7.2.

кцію теплоносія, сповільнювача і відбивача.

На рис 7.2 наведена схема ядерного реактора на воді під тиском фірми Westinghouse Electric Corp.

Тут використані такі позначення: 1 - регулюючий стержень, 2 - вхідне сопло для води, 3 - вихідне сопло, 4 - ядерне пальне (пластинчаті паливні збірки), 5 - тепловий екран, 6 - корпус реактора, 7 - кришка реактора, 8 - отвори для контрольно-вимірювальної апаратури.

Система захисту від іонізуючих випромінювань на ядерному реакторі складається з берилієвих і свинцевих листів і товстих бетонних плит або багатометрових шарів води, які оточують активну зону.

Для зменшення втрат нейтронів і зменшення критичних параметрів речовини, що ділиться, її оточують **відбивачем** — шаром речовини, що не ділиться, який повертає в активну зону більшу частину нейтронів, що вилетіли з неї.

Регулюючі і аварійні стержні виготовляють з бористої сталі або кадмію, тобто з речовин, які добре поглинають нейтрони. Повне введення їх в активну зону повністю припиняє роботу реактора.

Відведення тепла з активної зони реактора до парової турбіни електростанції забезпечується, як правило, двома замкнутими контурами циркуляції води (рис. 7.3). Канали усіх ТВЕЛів реактора, з'єднувальні трубопроводи, змішувик і насос утворюють *перший контур*. У ньому вода циркулює під тиском 100 атм ($\approx 10^7$ Па), при вході в тепловидільні елементи температура води 120° С, на виході 270 °С. Парогенератор, в якому інша вода кипить і дає пару, паропровід, турбіна, конденсатор і насос, який подає конденсат в теплообмінник, становлять *другий контур*. Турбіна приводить в рух генератор електричного струму.

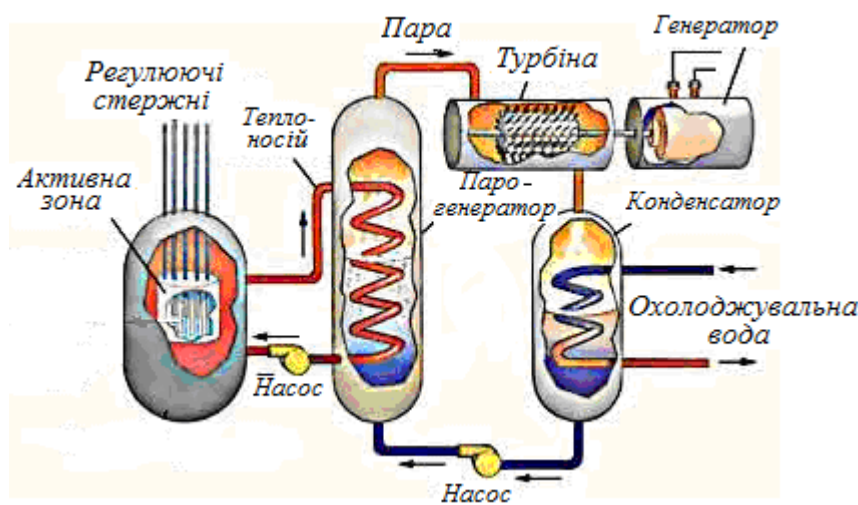


Рис. 7.3.

Щоб підвищити ефективність поділу нейтронами водень в сповільнювачі необхідно замінити дейтерієм, тобто використати важку воду. У важководних реакторах в якості пального можна використати незбагачений уран. Застосування дешевшого пального компенсується більш високою вартістю

сповільнювача, для якого потрібний майже 99% -ний вміст важкої води.

Для повнішого використання тепла, що виділяється в реакторі, були розроблені *газові реактори*. У них сповільнювачем є графіт, а як теплоносії використовуються різні гази (CO_2 , He).

Відтворення ядерного пального. Якщо всі реактори працюватимуть на збагаченому урані, тобто на теплових нейтронах, то при нинішньому рівні використання ядерної енергії існуючі запаси урану будуть витрачені впродовж декількох десятиліть. Проблему ядерного пального можна здолати, якщо побудувати *реактори-розмножувачі*.

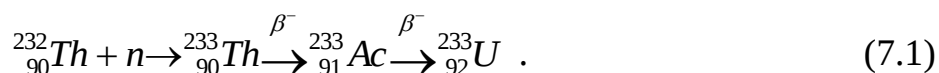
Це *реактори на швидких нейтронах*, в яких немає сповільнювача нейтронів. Тому як теплоносії тут використовується рідкий натрій. Основна перевага такого реактора полягає в тому, що в нім може одночасно не лише спалюватися, але і відтворюватися ядерне паливо.

Розглянемо, наприклад, активну зону реактора, у якого ізоотп ^{239}Pu є паливом, а крім того в зоні є ізоотп урану ^{238}U . Під час поділу ядра плутонію ^{239}Pu виникає в середньому 2,9 нейтрони. Один з цих швидких нейтронів може викликати поділ іншого ядра ^{239}Pu , а інший — захопитися ядром ^{238}U і привести до реакції (6.3) з утворенням плутонію.

Таким чином, витрата ^{238}U супроводжується утворенням нового ядерного пального, причому для подальшого використання плутоній може бути відокремлений від урану чисто хімічним способом, що дуже важливо (нагадаємо, що розділення ізоотпів ^{235}U і ^{238}U хімічним шляхом неможливо!).

Такі реактори називаються *реакторами-розмножувачами* або *бридерами*. Виробляючи енергію, реактор-розмножувач може виробляти більше ядерного пального, чим споживає. Оцінки показують, що кількість ядерного палива у бридерах може подвоюватися за 7-10 років.

Інший вид ядерного палива, яке можна отримати штучним шляхом в реакторі, — це уран-233, що утворюється при опроміненні нейтронами торія-232:



Кінцевий продукт цього процесу - матеріал, що ділиться, уран-233. Він є α -радіоактивний з періодом напіврозпаду $T_{1/2} = 162$ тис. років., тобто є практично стабільним ізоотпом.

У земній корі торію у декілька разів більше, ніж урану. Природний торій, що практично складається тільки з одного ізоотпу $^{232}_{90}\text{Th}$, може служити хорошою сировиною для отримання ядерного палива.

Створення реакторів на швидких нейтронах пов'язане зі значними технічними труднощами, незважаючи на це, будівництво дорогих реакторів на швидких нейтронах є економічно вигідним.

Приклад. Потужний реактор-розмножувач (бридер) у Франції носить назву «Суперфенікс». Ось деякі параметри цього реактора. Електрична потужність 1,24 ГВт. Як паливо використовується суміш плутонію-239 і урану-238. Коефіцієнт відтворення дорівнює 1,24. Реактор працює на швидких нейтронах, що призводить до великої компактності: об'єм активної зони реактора близько 10 м^3 . Розміри «Суперфенікса»: внутрішній діаметр — 64 м, висота — близько 80 м. Активна зона реактора є гексагональною призмою, зібраною на тонких стержнях завдовжки 5,4 м. Заміна згорілих елементів на нові робиться один раз в рік. Теплоносій — рідкий натрій. Натрій плавиться при температурі 98°C і кипить при 882°C при атмосферному тиску. Температура рідкого натрію в першому контурі «Суперфенікса» не перевищує 550°C . Первинний трубопровід — натрієвий, він забирає тепло з реактора і віддає його в котел, звідки тепло забирається другим, також натрієвим, трубопроводом. У другому теплообміннику тепло забирає третій трубопровід, по якому циркулює водопарова суміш. Перегріта пара, що виходить, випускається під тиском 180 атм. і при температурі 490°C .

Проблеми охолодження. АЕС споживають величезну кількість технічної води, передусім, для охолодження вузлів і агрегатів. Тому АЕС будуються на берегах великих річок або озер. Оскільки вода рухається по замкнутому контуру (тобто не зливається в річку, а знову йде для охолодження агрегатів), то її необхідно охолоджувати.



Рис.7.4.

Поряд з енергоблоками на АЕС, а також на ТЭС, можна бачити величезні вежі гіперболоїдної форми, з яких піднімаються хмари пари. Це *градирні* (рис. 7.4).

Градирня або охолоджувальна вежа - обладнання для охолодження великої кількості води спрямованим потоком атмосферного повітря (від низу до верху), що є протилежним до руху води (зверху вниз). Во-

да розпилюється форсунками, стікає тонкою плівкою або краплями, частина її випаровується, частина води, що залишилася, при цьому охолоджується.

При випаровуванні 1% води температура маси, що залишилася, знижується на $5,48^\circ \text{C}$.

Висока вежа (висота 150 - 200 м) створює тягу повітря, яка потрібна для ефективного охолодження циркулюючої води. Природна тяга створюється завдяки різниці густини повітря, що поступає знизу в градирню, і нагрітого повітря, що виходить з градирні.

Завдяки високій вежі одна частина випарів устигає повернутися в систему, а інша - відноситься вітром.

У світі і в Україні. У 2000 році у всьому світі експлуатувалося близько 500 енергетичних реакторів. У окремих країнах забезпеченість електроенергією за рахунок АЕС досягла великих масштабів. Світовими лідерами у виробництві ядерної електроенергії на 2015 рік являлися: США (798 млрд. кВт·год/рік), працює 99 атомних реакторів (~20 % від електроенергії, що виробляється), Франція (419 млрд. кВт·год/рік), 58 реакторів (76 % від електроенергії, що виробляється). У Бельгії на АЕС вироблялося 56 % усієї електроенергії, в Швеції — 51 %, в Південній Кореї — 56 %, в Японії — більше 30 %.

В Україні діють 4 АЕС з 15 енергоблоками: Запорізька, Рівненська, Хмельницька, Південно-Українська. По кількості енергетичних реакторів (всі типу ВВЕР) Україна займає 10-е місце у світі і п'яте в Європі.

У 2016 році вклад атомної енергетики складав більше 60 % від загального виробництва електрики в Україні, загальна потужність АЕС дорівнювала 13 107 МВт..

Запорізька АЕС (м. Енергодар, Запорізька обл.) з 6 енергоблоками ВВЕР загальною потужністю 6 ГВт, є найбільшою в Європі. З них 5 енергоблоків працюють на повільних нейтронах, 1 - на швидких.

Деякі аспекти екології при експлуатації АЕС. При виборі джерела енергії для розвитку енергетики доводиться вирішувати завдання оптимізації екологічної дії на довкілля і вартості зробленої електроенергії.

Якщо розвивати енергетику, що використовує тільки органічне паливо (вугілля, газ, нафта), тобто будувати тільки теплові електростанції (ТЕС), то виникає проблема *витрачання кисню* земної атмосфери. У світі щорічно спалюється приблизно 10 мільярдів т умовного палива і споживається близько 35 мільярдів т кисню. Якщо спалювання палива щорічно збільшуватиметься на 4-5%, то через 100 років вміст кисню в земній атмосфері знизиться до критичного для людини значення. Джерелами кисню на Землі є ліси і Світовий океан. Проте площі лісів постійно скорочуються, а океан інтенсивно забруднюється. Тому існує реальне побоювання відносно вичерпання запасів кисню в атмосфері.

Вуглекислий газ, що викидається в атмосферу ТЕС, а також автомобільним транспортом під час спалювання органічного палива, являє собою велику небезпеку внаслідок т.з. «парникового ефекту», що викликає потепління клімату і підйом рівня Світового океану.

Серйозний екологічний недолік ТЕС полягає в наявності в їх викидах в довкілля окрім великої кількості CO₂ ще і різних *шкідливих речовин*.

Це зола, що скупчується біля ТЕС у величезних відвалах, викиди в атмосферу оксиду сірки і азоту (джерел кислотних дощів), важких металів і навіть радіоактивних речовин. В 1т вугілля може міститися 1-2,5 г урану і 2-5 г торію.

АЕС не споживає кисню і не викидає в атмосферу вуглекислий газ, що є істотною їх перевагою.

В той же час ядерна енергетика по-іншому впливає на середовище. Для охолодження реактора, лопаток і конденсаторів турбін у АЕС дуже велика потреба у воді. Недаремно АЕС будують біля великих водойм. Для типової АЕС потрібний ставок-охолоджувач площею не менше 25 км². Озера не витримують теплового навантаження, тому на АЕС будуються градирні. Це приводить, з одного боку, до зростання вартості електроенергії, з іншого боку, до підвищення вологості атмосфери навколишнього району.

Проте головне заперечення проти ядерної енергетики засноване на тому, що під час роботи реакторів АЕС в ядерному паливі утворюється значна кількість радіоактивних продуктів поділу урану. Існують короткоживучі і довгоживучі продукти поділу. Короткоживучі (період напіврозпаду $T_{1/2}$ від декількох секунд до десятків годин) приблизно через 10 значень $T_{1/2}$ практично повністю розпадаються. Довгоживучі радіонукліди, серед яких можна назвати стронцій-89 ($T_{1/2} = 53$ доби), стронцій - 90 (29 років), цирконій - 95 (6 діб), йод-131 (8 діб), цезій-134 (2,3 років), цезій - 137 (26, 6 років) і багато інших представляють значну радіаційну небезпеку.

З одного реактора типу ВВЕР-1000 (потужністю 1000 МВт, або 1 ГВт) щорічно вивантажується разом з паливом, що відпрацювало, близько 900 кг високоактивних продуктів поділу. На АЕС паливо (ТВЕЛі), що відпрацювало, передають у басейн витримки, де їх встановлюють в спеціальні герметизовані пенали, які зберігаються під шаром води впродовж декількох років для зниження активності ядерного палива. Після цього їх перевозять на радіохімічний завод, де витягають уран і плутоній і відділяють продукти поділу.

Помітимо, що шкідливі викиди в атмосферу одного тільки нафтопереробного заводу складають близько 80 тис. т в рік. Вони за своїм впливом на здоров'я людини не поступаються дії радіоактивності. Іншими словами, об'єми радіоактивних продуктів поділу сотні АЕС є в тисячі разів меншими, ніж об'єм небезпечних відходів одного нафтопереробного заводу.

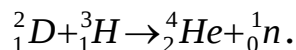
Другий шлях звільнення ядерної енергії пов'язаний з реакціями синтезу. Завдання здійснення керованого термоядерного синтезу ще не вирішене. Проте, здійснення керованої реакції синтезу дуже принадно завдяки екологічній чистоті процесів і практично невичерпним запасам термоядерного палива (детальніше див. § 8).

§ 8. Термоядерний синтез. Енергія Сонця і зірок

Як вже відзначалося під час аналізу кривої питомої енергії зв'язку (див. § 2), виділення енергії можливе як при поділі важких ядер, так і при злитті легких.

Питома енергія зв'язку ядер (див. рис. 2.1) різко збільшується при переході від ядер важкого водню (дейтерію ${}^2_1\text{H}$ і тритію ${}^3_1\text{H}$) до літію ${}^6_3\text{Li}$ і до гелію ${}^4_2\text{He}$, тобто реакції синтезу легких ядер у більш важкі мають супроводжуватися виділенням великої кількості енергії, що підтверджується розрахунками.

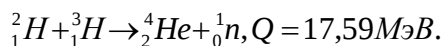
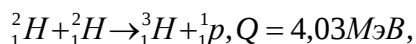
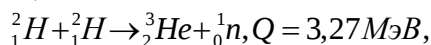
Приклад. Розглянемо злиття ядра дейтерію (енергія зв'язку $E_{\text{зв}} = 2,2 \text{ MeV}$) і тритію ($E_{\text{зв}} = 8,5 \text{ MeV}$) в ядро гелію ($E_{\text{зв}} = 28,3 \text{ MeV}$):



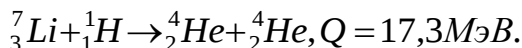
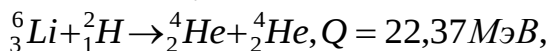
$$28,3 - 8,5 - 2,2 = 17,6 \text{ (MeV)}.$$

Таким чином, реакція синтезу супроводжується виділенням енергії, що дорівнює $Q = 17,6 \text{ MeV}$.

Найбільш сприятливі умови створюються для реакцій синтезу ізотопів водню дейтерію ${}^2_1\text{H}$ і тритію ${}^3_1\text{H}$. Вони можуть давати, окрім реакції, приведеної вище, такі типи реакцій:



З великою вірогідністю відбувається також синтез літію з воднем



Енергія синтезу, що виділяється на один нуклон, може у декілька разів перевершувати енергію поділу, розраховану на один нуклон.

Так, якщо при поділі ядра ${}^{238}_{92}\text{U}$ виділяється енергія приблизно 200 MeV , що складає на один нуклон приблизно $0,84 \text{ MeV}$, то в реакції синтезу дейтерію з тритієм ця величина дорівнює $17,6/5 \text{ MeV} \approx 3,5 \text{ MeV}$.

На відміну від процесів поділу, в яких реакція може відбуватися під дією нейтронів, що не мають заряду, для синтезу ядер реакція повинна відбуватися між зарядженими частками. Це означає, що зарядженим частинкам, перш ніж станеться їх злиття, треба надати кінетичну енергію, достатню для подолання кулонівського бар'єру.

Для злиття двох ядер з порядковими номерами Z_1 і Z_2 їх потрібно зблизити на відстань ядерних взаємодій $r_{\text{я}} \sim 2 \cdot 10^{-15} \text{ м}$. Для цього треба виконати роботу проти сил електростатичного відштовхування, що дорівнює потенціальній енергії відштовхування

$$E = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 r_{\text{я}}}.$$

Навіть для найлегших ядер, якими є ядра ізотопів водню ${}^1_1\text{H}$, ${}^2_1\text{H}$, ${}^3_1\text{H}$ з $Z_1 = Z_2 = 1$, ця енергія складає

$$E = \frac{(1,6 \cdot 10^{-19})^2}{4 \cdot 3,14 \cdot 8,85 \cdot 10^{-12} \cdot 2 \cdot 10^{-15}} = 1,15 \cdot 10^{-13} (\text{Дж}) = 0,72 \text{ MeV}$$

Для здійснення реакцій синтезу кожне з двох ядер повинне мати кінетичну енергію, що дорівнює половині вказаної величини, тобто 0,36 МеВ. Щоб надати таку енергію, суміш реагентів необхідно нагрівати до дуже високої температури. Середня кінетична енергія теплового руху дорівнює $\frac{3}{2}kT$. З рівності $\frac{3}{2}kT = \frac{1,15 \cdot 10^{-13}}{2} \text{ Дж}$ визначаємо температуру, за якої може відбуватися злиття ядер:

$$T \sim 2 \cdot 10^9 \text{ К},$$

що на два порядки перевищує температуру центральних областей Сонця (приблизно $1,3 \cdot 10^7 \text{ К}$). Тому реакції синтезу ядер називають *реакціями термоядерного синтезу*.

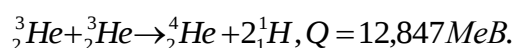
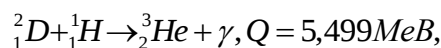
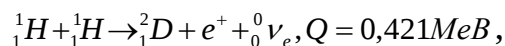
Насправді реакції синтезу легких ядер відбуваються при значно нижчих температурах, близько 10^7 К . Причина цього - наявність в тепловому русі частинок зі швидкостями, що значно перевищують середнє значення (т.з. «хвіст» розподілу Максвелла). Крім того, істотну роль грає так званий тунельний ефект. Згідно з квантовою механікою існує певна ймовірність того, що мікрочастка проникне крізь потенціальний бар'єр з енергією, меншої його висоти, проходячи як через «тунель» у бар'єрі.

Згідно з сучасними астрофізичними уявленнями, основним джерелом енергії Сонця і інших зірок є термоядерний синтез, що відбувається в їх надрах.

Спектральний аналіз світлового випромінювання, що випускається Сонцем, показує, що сонячна хромосфера в основному складається з водню і гелію. Це дає основу припустити, що джерелом енергії Сонця служить перетворення водню на гелій.

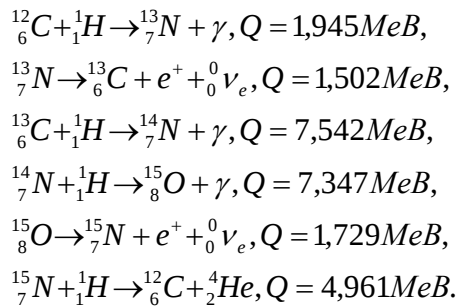
Цей синтез може здійснюватися двома шляхами. За більш низьких температур (приблизно 10^7 К) має місце *протонно-протонний (водневий) цикл*.

Протонно-протонний цикл складається з таких реакцій (у кожній реакції позначений енергетичний ефект реакцій Q):

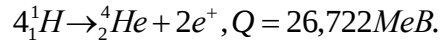


В результаті циклу з чотирьох протонів утворюється ядро гелію і 2 позитрони; енергетичний ефект циклу $Q = 26,721 \text{ MeV}$.

Другий цикл, який називають *вуглецевим*, характерний для більш високих температур (приблизно $2 \cdot 10^7 \text{ К}$). Протікання вуглецевого циклу можливе в зірках, які вже містять достатню кількість ядер атомів вуглецю і кисню, що служать каталізаторами. Він складається з послідовності реакцій:



Внаслідок цього циклу також чотири протони перетворюються на ядро гелію і виділяється енергія, що дорівнює $\approx 26,7 \text{ MeV}$:



Ядра ж вуглецю, кількість яких до і після циклу залишається незмінним, беруть участь в реакції в ролі каталізатора.

На Сонці, ймовірно, головну роль відіграє водневий цикл. Внаслідок реакцій як водневого, так і вуглецевого циклів кількість водню в надрах Сонця безперервно зменшується, а кількість гелію збільшується. Кожну секунду в нім близько $8 \cdot 10^8 \text{ т}$ водню перетворюється на гелій, а внаслідок випромінювання маса Сонця зменшується щосекунди на 4,3 млн т (при загальній масі $\approx 2 \cdot 10^{27} \text{ т}$), тобто приблизно на $2 \cdot 10^{-19} \%$.

Проте запаси водню є настільки великими, що, за сучасними астрофізичними оцінками, його вистачить ще на багато мільярдів років. Після цього відбудеться гравітаційне стискування Сонця, завдяки чому, за прогнозами, температура надр підвищиться, і будуть створені умови для протікання реакції синтезу гелію у більш важкі ядра.

Перша реакція синтезу дейтерію і тритію була здійснена у вигляді вибуху водневої бомби. Висока температура, необхідна для реакції синтезу, була досягнута завдяки вибуху звичайної атомної бомби; подальше зростання температури обумовлювалося ходом реакції синтезу.

У водневій бомбі термоядерна реакція носить неконтрольований характер. Для здійснення *керованих термоядерних реакцій* необхідно створити і підтримувати в деякому об'ємі температуру вище за сотню мільйонів кельвінів. За такої температури кожен атом втрачає усі свої електрони, і речовина є повністю іонізованою *плазмою*.

Оскільки в плазмі присутні вільні електрони, плазма дуже добре проводить електричний струм. Щоб утримати плазму, наприклад, за температури 10^8 К , її треба надійно термоізолювати. Адже зіткнення плазми із стінками посудини приведе до того, що стінка вмить випарується, а сама плазма охолоне, що припиняє термоядерну реакцію.

Для нагрівання плазми використовують потужні імпульсні електричні розряди в газах. У цих розрядах максимальна сила струму досягає величини $2 \cdot 10^6 \text{ А}$. У момент розряду температура плазми досягає декількох десятків мільйонів градусів.

Основне питання полягає в тому, яким способом утримувати гарячу плазму в зоні реакції. Ізолювати плазму від стінок камери можна, помістивши її в сильне магнітне поле.

Сили, що діють в цьому полі на заряджені частинки, що рухаються, примушують їх рухатися за траєкторіями, розміщеними в обмеженій частині простору.

Найбільш ефективною виявилася тороїдальна система показана на рис. 8.1. У цій системі створюється таке магнітне поле, що магнітна сила $F = q[\mathbf{v}, \mathbf{B}]$, що діє на заряди, відштовхує плазму від стінок посудини і примушує заряди рухатися по кільцевій траєкторії в центрі тора.

Якщо струм зарядів на цій траєкторії виявляється дуже великим, то створюване ним власне магнітне поле ще сильніше стискатиме плазму відносно осі тора. (Це явище носить назву пінч-ефекту). Найкращі результати отримані на установках типу «Токамак» (тороїдальна камера з магнітними котушками).

Пізніші в порівнянні з магнітним утриманням плазми методи виникли з появою дуже потужних лазерів.

Сконцентрувавши дуже потужний лазерний імпульс на твердій мішені з суміші дейтерію і тритію, можна ініціювати реакцію синтезу.

В порівнянні з магнітним утриманням плазми в цьому методі реалізується значно більш висока щільність часток і, отже, велика вірогідність зіткнень ядер

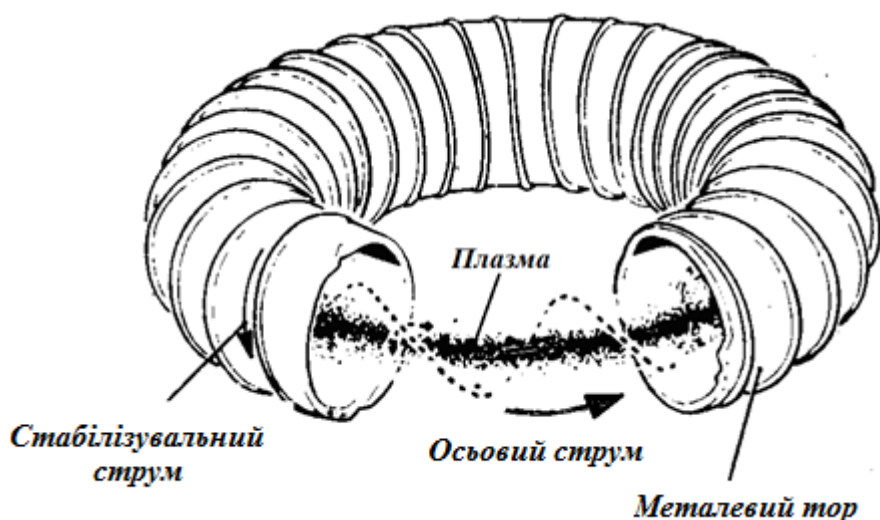


Рис. 8.1.

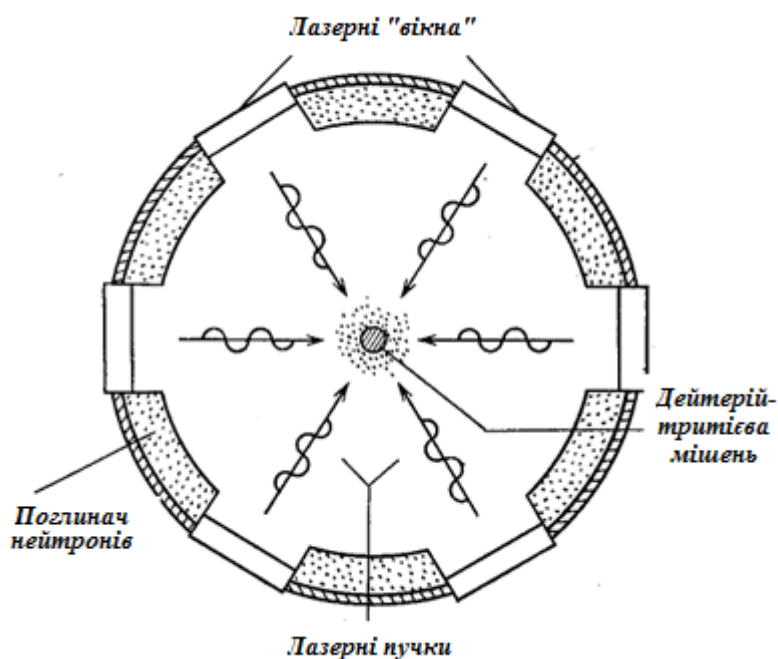


Рис. 8.2.

дейтерію і тритію.

На рис. 8.2 представлена схематично можлива конструкція установки, в якій відбувається вибухове лазерне розігрівання дейтерій-тритієвої мішені.

Жоден із запропонованих досі методів не забезпечує одночасно досягнення високої щільності частинок і значного часу утримання плазми, що необхідно для здійснення керованого термоядерного синтезу. Можна тільки сподіватися, що вирішення проблеми керованого термоядерного синтезу в 21 столітті відкриє людству доступ до невичерпного джерела енергії, що міститься в легких елементах.

Найбільш перспективною в цьому сенсі є можливість отримання енергії з дейтерію, що міститься в звичайній воді. У звичайній воді міститься 0,015 % атомів дейтерію. Кількість дейтерію в океанській воді складає приблизно $4 \cdot 10^{13}$ т, чому відповідає енергетичний запас 10^{17} МВт-год. Таким чином, дейтерій океанів є практично невичерпним джерелом енергії, якого вистачило б на багато мільйонів років.

Контрольні запитання

1. Сформулюйте закон радіоактивного розпаду. Що таке постійна розпаду і період напіврозпаду?
2. Вік Землі — декілька мільярдів років, а період напіврозпаду радію — 1600 років. Чому ж на Землі ще збереглася якась кількість радію?
3. Як знайти кінетичну енергію α -частинки, що вилітає з радіоактивного ядра?
4. Чому швидкість α -розпаду сильно міняється від ядра до ядра, тоді як енергії α -частинок, що вилітають, близькі одна до одної?
5. Під час (β^- - розпаду ядро випромінює електрони. Але електрони в ядрі відсутні. Як пояснити цей факт?
6. Чому енергії α -частинок при розпаді даного ядра мають фіксовані значення, в той час, як електрони, що випромінюються в процесі β^- - розпаду мають широкий спектр енергій від близького до нуля до деякого максимального значення $E_{\max}$?
7. Чому β -розпад слід вважати внутрішньонуклонним, а не внутрішньоядерним процесом, як α -розпад?
8. Енергії α -частинок, що випромінюються під час α -розпадів, змінюються в межах від 4 до 10 МеВ. В той же час здійсненню α -розпаду перешкоджає кулонівський потенціальний бар'єр (25-30 МеВ) на «межі» ядра, що виник при утворенні ядра. Яким чином α -частинка долає заборонену область, де її повна енергія значно менша за потенціальну?
9. Чи є гамма-випромінювання самостійним видом розпаду? У чому полягає механізм утворення гамма-випромінювання?
10. Які процеси відбуваються під час взаємодії гамма-випромінювання з речовиною?
11. Поясніть ідею радіовуглецевого методу датування археологічних зразків органічного походження.
12. Чому поділ важких ядер супроводжується виділенням великої кількості енергії?
13. Чому для сповільнення швидких нейтронів використовують речовину, що містить легкі елементи?

14. У чому суть екологічних проблем, що виникають у зв'язку з розвитком ядерної енергетики?
15. Чому виділення внутрішньоядерної енергії можливе як при реакціях поділу важких ядер, так і при синтезі легких ядер?
16. Чому реакцію синтезу ядер називають термоядерною?
17. З чим пов'язані труднощі на шляху здійснення керованої реакції термоядерного синтезу?
18. Поясніть порівняльні достоїнства і недоліки (у тому числі можливість забруднення довкілля і міра безпеки) різних способів отримання енергії: спалювання викопного пального, поділ ядер, ядерний синтез.

Глава 2. ЕЛЕМЕНТИ ФІЗИКИ ЕЛЕМЕНТАРНИХ ЧАСТИНОК

§ 9. Типи фундаментальних взаємодій в природі

Точний зміст терміну «елементарна частинка» пов'язаний з ранніми етапами розвитку природознавства. Вважалося, що матерію неможливо дробити безмежно, що існують мікроскопічні порції матерії, які не мають внутрішньої структури. Ці первинні, далі нерозкладні на простіші частинки, з яких складається уся матерія, були названі елементарними.

Проте, з розвитком фізики було встановлено, що більшість елементарних частинок мають складну структуру, а всі елементарні частинки перетворюються одна в одну. Таким чином, поняття елементарності є відносним. З поглибленням наукових даних про будову речовини і полів один рівень знання змінюється іншим. За виразом Е. Фермі елементарні частинки - це найпростіші складові частинки матерії, будова яких невідома.

Тому в сучасній фізиці термін «елементарні частинки» вживається в менш строгому значенні слова - для найменування великої групи найдрібніших частинок матерії, що підкоряються умові, що вони не є атомами або атомними ядрами (виключення складає найпростіше ядро атома водню - протон).

Ця група частинок дуже велика. До неї входять протон (p), нейтрон (n), електрон (e^-), фотон (γ), пі-мезони (π), мюони (μ), важкі лептони (τ), нейтрино трьох типів (електронне ν_e , мюонне ν_μ , і τ -нейтрино ν_τ), т.з. дивні частинки (K -мезони і гіперони), різноманітні резонанси, зачаровані частинки, проміжні векторні бозони і т. д. — всього до теперішнього часу відомі близько 400 частинок, в основному нестабільних.

Більшість наведених частинок не задовольняють звичайному визначенню елементарності, оскільки за сучасними уявленнями вони самі є складеними системами. Їх об'єднує те, що вони представляють форму матерії, не сполученої в ядра і атоми.

Типи взаємодій елементарних частинок. З точки зору класифікації елементарних частинок доповнимо характеристику чотирьох фундаментальних взаємодій, яка вже наводилася в § 4.

Сильна, або ядерна, взаємодія обумовлює зв'язок протонів і нейтронів в ядрах атомів, кварків в нуклонах і призводить до найміцнішого зв'язку елементарних частинок. У сильну взаємодію вступають також піони, каони, гіперони і деякі інші частинки. Ці взаємодії викликають інтенсивне народження нових частинок при зіткненнях частинок з високими енергіями.

Усі частинки, схильні до сильних взаємодій, називаються *адронами*. До адронів відносяться переважна більшість усіх відомих елементарних частинок. У сильні взаємодії не вступають фотон і електрон.

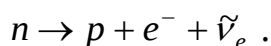
Електромагнітна взаємодія здійснюється через електромагнітне поле. Вона характерна для усіх елементарних частинок, за винятком нейтрино, анти-нейтрино і фотона, і виступає як відштовхування між зарядами одного знаку і притягання між зарядами протилежних знаків. Електромагнітна взаємодія відповідальна за зв'язок позитивно заряджених ядер і негативно заряджених електронів і зв'язок атомів в молекулах і конденсованих середовищах. Нею обумовлені власне електричні і магнітні явища, а також усі оптичні, теплові, механічні (не пов'язані з гравітацією) і хімічні явища. Електромагнітна взаємодія в 100 - 1000 разів слабкіше за сильну взаємодію.

Відмінність *слабкої взаємодії* від сильної проявляється в швидкостях реакцій за участю цих взаємодій. Слабка взаємодія проявляється в порівняно повільно протікаючих процесах розпаду деяких елементарних частинок і атомних ядер.

Прикладом сильної взаємодії може служити утворення Λ^0 -частинки і K^0 -мезона в процесі зіткнення протона і π^- -мезона: $p + \pi^- \rightarrow \Lambda^0 + K^0$. Час взаємодії швидкого (релятивістського) протона з π -мезоном складає $\approx 10^{-23}$ с.

Λ^0 -частинка потім розпадається: $\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$ в середньому за $3 \cdot 10^{-10}$ с, такий розпад обумовлений слабкою взаємодією. У світі елементарних частинок така тривалість процесів відносить їх до дуже повільних. Крім того, видно, що інтенсивність слабких взаємодій складає приблизно 10^{-14} від інтенсивності сильних.

Наприклад, завдяки слабкій взаємодії розпадається вільний нейтрон:

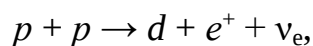


Слабка взаємодія описує процеси, що відбуваються за участю нейтрино або антинейтрино (наприклад, β -распад), а також процеси розпаду без участі нейтрино, які характеризуються досить великим часом життя частинки ($\tau >$

10^{-10} с), що розпадається. У слабких взаємодіях беруть участь усі частинки, окрім фотона.

Ілюстрацією малої інтенсивності слабких взаємодій може служити і той факт, що потік нейтрино, які беруть участь тільки в слабких взаємодіях, безперешкодно пронизує товщу як Землі, так і Сонця.

Незважаючи на порівняно малу інтенсивність і короткодію, слабка взаємодія грає дуже важливу роль в устрої Всесвіту. Проілюструємо це таким прикладом. Сонце і зірки випромінюють енергію за рахунок термоядерної реакції синтезу гелію з водню. Щоб така реакція протікала, потрібне попереднє перетворення половини протонів на нейтрони. Інакше ядро гелію ${}^4_2\text{He}$, в якому окрім двох протонів є ще два нейтрони, виникнути не зможе. Необхідні нейтрони утворюються у складі дейтронів в результаті перетворення



яке викликається тільки слабкими взаємодіями.

Таким чином, якби вдалося «вимкнути» слабку взаємодію, то згасло б Сонце і зірки не могли б існувати.

Гравітаційна взаємодія властива усім без виключення частинкам, проте на субатомних відстанях близько 10^{-13} см і менше вона не грає практично ніякої ролі.

Деякі елементарні частинки беруть участь тільки в окремих взаємодіях: фотон - тільки в електромагнітній, нейтрино - тільки в слабкій.

Радіус фундаментальних взаємодій. У квантовій теорії поля взаємодія частинок розглядається як народження або поглинання однією вільною частиною інших (віртуальних) частинок, інакше кажучи, кожна частинка оточена хмарою віртуальних частинок.

Як вже відзначалося в § 4, радіус взаємодії визначається комптонівською довжиною хвилі віртуальних частинок, якими обмінюються взаємодіючі частинки, і отже, масою частинки, що переносить взаємодію:

$$R \approx \lambda_c = \frac{h}{mc}. \quad (9.1)$$

Чотири типи взаємодій переносяться своїм типом бозонів.

Переносником сильної взаємодії є **π -мезон**, сильно взаємодіюча частинка найменшої маси, і радіус дії ядерних сил складає приблизно 10^{-15} м.

Переносником електромагнітної взаємодії є **фотон**. Електромагнітна взаємодія характеризується нескінченним радіусом дії сил, і тому згідно з формулою (9.1) маса фотона дорівнює нулю.

Експерименти показують, що радіус дії слабкої взаємодії не перевищує 10^{-19} м, тобто як впливає з формули (9.1), маса відповідальних за неї віртуальних частинок має бути близько 100 ГеВ. З теорії виходило, що у слабкої взає-

модії повинні існувати три переносники: нейтральний Z^0 - і заряджені W^+ - і W^- **проміжні бозони**. Ці частинки були відкриті в експериментах на зустрічних пучках, тобто на пучках прискорених частинок, спрямованих один назустріч одному.

Переносником гравітаційної взаємодії, згідно з існуючими уявленнями, являється **гравітон**, частинка з нульовою масою, проте експериментально він досі не виявлений.

Приклад. Покажемо, як за допомогою співвідношення невизначеностей можна оцінити масу мезона, що переносить сильну взаємодію.

Невизначеність ΔE значення енергії ядра при випусканні мезона маси m має порядок енергії цієї частинки: $\Delta E = mc^2$. Ця невизначеність в значенні енергії існує впродовж часу Δt прольоту мезона усередині ядра, який дорівнює відношенню розміру ядра R до швидкості частинки $v = p/m$:

$$\Delta t \approx Rm/p.$$

Значення імпульсу p , що входить сюди, оцінімо із співвідношення невизначеностей, враховуючи, що мезон локалізований усередині ядра: $p \approx h/R$. Звідси витікає, що $\Delta t \approx mR^2/h$. Підставляючи ΔE і Δt в співвідношення $\Delta E \cdot \Delta t \approx h$, отримаємо оцінку для маси мезона m :

$$m \approx \frac{h}{Rc} \approx 3 \cdot 10^{-28} \text{ кг} \approx 300 m_e \approx 150 \text{ MeV} \quad (\text{П. 9.1})$$

Частинки з такою масою були згодом відкриті на досліді і дістали назву π -мезонів (піонів). Існують три види піонів : π^+ , π^- і π^0 , маси яких складають $m_{\pi^+} = m_{\pi^-} \approx 140 \text{ MeV}$, $m_{\pi^0} \approx 135 \text{ MeV}$.

Вище описано чотири достовірно відомих сьогодні фундаментальних взаємодій.

Вважається, що електромагнітна і слабка взаємодії є проявами єдиної електрослабкої взаємодії. При низьких енергіях обумовлені слабкою взаємодією процеси протікають дуже повільно із-за великої маси проміжних векторних бозонів і пов'язаного з цим дуже малого радіусу слабкої взаємодії.

При високих енергіях, досяжних на сучасних прискорювачах із зустрічними протон-антипротонними пучками, відбувається як обмін фотонами, так і обмін проміжними векторними бозонами. При дуже високих енергіях слабка взаємодія може стати навіть сильніше за електромагнітну.

Після відкриття в 2012 році на Великому адронному колайдері бозона Хіггса поле Хіггса стали називати п'ятою фундаментальною взаємодією.

§ 10. Кварки і лептони. Класифікація елементарних частинок

Кварки. Останніми роками в теорії сильної взаємодії встановлено, що усі адрони (а їх відомо більше 300) можна представити як складені частинки, утворені з фундаментальніших частинок, так званих *кварків*. За сучасними уявленнями кварки існують реально, але принципово не можуть існувати самі по собі

поза адронами. Взаємодія між кварками настільки велика, що вирвати кварк з адрону неможливо. Ця обставина дістала назву «ув'язнення» або *конфайнмент* (англ.) кварків.

Кварки є точковими частинками аж до масштабу приблизно $0,5 \cdot 10^{-19}$ м, що приблизно в 20 тисяч разів менше розміру протона. З кварків складаються адрони, зокрема, протон і нейтрон.

Кварки бувають шести сортів (чи «ароматів»). Стан кварків характеризують рядом квантових чисел, що дістали екзотичні назви. Буквені позначення *кварків* u, d, s, c, b, t утворені першими буквами, з яких розпочинаються англійські слова: «up» — вгору, «down» — вниз, «strange» — дивний, «charm» — зачарований, «beauty» — красивий і «true» — правдивий. Кварки мають дробовий електричний заряд, кратний одній третині елементарного заряду $e/3$. Заряд u — кварка складає $+(2/3)e$, заряд d — кварка — $(1/3)e$.

У будові світу, що оточує нас, найбільш важливі u - і d - кварки, з яких побудовані протони і нейтрони. Протон складається з двох u - і одного d - кварка. Нейтрон складається з одного u - і двох d - кварків. Коли d - кварк усередині нейтрона перетворюється на u - кварк, заряд нуклона змінюється на $(+2/3)e - (-1/3)e = e$, що сприймається спостерігачем як перетворення нейтрона на протон.

Кожному кварку відповідає антикварк з протилежними квантовими числами.

Для того, щоб пояснити, яким чином в нуклонах можуть співіснувати кварки з однаковими квантовими числами, не порушуючи принципу Паулі (дві однакові частинки із спіном $1/2$ не можуть знаходитися в одному і тому ж стані), для кварків ввели ще один додатковий ступінь свободи. Ця дискретна змінна дістала назву *кольору* і приписується усім кваркам.

Кварки взаємодіють між собою подібно до того, як взаємодіють між собою електричні заряди, проте, на відміну від електричних зарядів, у яких два знаки (± 1), кольорів три. Їх умовно називають «червоним», «зеленим» і «синім».

Для кожного кольору існує також антиколір. Це додаткові кольори, що дають в сумі з кольором нульовий колір: «античервоний» - зелений, «антижовтий» - фіолетовий і «антисиній» - помаранчевий. Квантові числа кварків приведені в таблиці 1.

Таблиця 1. Характеристики кварків.

Аромат кварка	Електричний заряд, Q	Баріонний заряд, B	Спін, s	Чарівність, C	Колір
u	$+ 2/3$	$+ 1/3$	$1/2$	0	Жовтий, синій, червоний
d	$- 1/3$	$+ 1/3$	$1/2$	0	Те ж
s	$- 1/3$	$+ 1/3$	$1/2$	0	»

c	+ 2/3	+ 1/3	1/2	+ 1	»
b	- 1/3	+ 1/3	1/2	0	»
t	+ 2/3	+ 1/3	1/2	0	»
<i>антикварки</i>					
$\bar{u}$	- 2/3	-1/3	1/2	0	Фіолетовий помаранчевий, зелений
$\bar{d}$	+ 1/3	-1/3	1/2	0	Те ж
$\bar{s}$	+ 1/3	-1/3	1/2	0	»
$\bar{c}$	- 2/3	-1/3	1/2	-1	»
$\bar{b}$	+ 1/3	-1/3	1/2	0	»
$\bar{t}$	- 2/3	-1/3	1/2	0	»

Баріони складаються з трьох кварків різних кольорів, накладення яких утворює «безбарвну», або «білу» частинку. Наприклад, протон складається з червоного кварка u , синього кварка u і жовтого кварка d , так що в цілому він «безбарвний».

Мезони складаються з кварка і антикварка кольору і антикольору, що в сумі теж утворює безбарвні частки. Наприклад, пі-плюс-мезон π^+ складається з червоного кварка u і анти червоного (зеленого) антикварка $\bar{d}$ і теж «безбарвний».

Приклад. Які комбінації кварків відтворюють властивості: 1) нейтрона; 2) Σ^0 - гіперона?

Користуючись таблицями 1 і 2, визначимо: 1) нейтрон(udd); 2) Σ^0 -гіперон(uds).

За аналогією з фотонами в електромагнітних взаємодіях і π -мезонами в сильних взаємодіях вважається, що взаємодія між кварками в адроні здійснюється за допомогою обміну так званими *глюонами* — гіпотетичними електрично нейтральними частинками з нульовою масою спокою. Основний вклад в маси протонів і нейтронів дають не кварки, з яких вони складаються, а сильна взаємодія між кварками, обумовлена глюонами. У цьому сенсі говорять, що глюони переносять масу, хоча самі її не мають. Глюони переносять колір від одного кварка до іншого, внаслідок чого кварки утримуються разом.

Концепція «кольорів» дала назву науці, що описує взаємодію кварків з глюонами, — *квантова хромодинаміка*. Гіпотеза кваркової структури виявилася необхідною для розуміння динаміки різних процесів за участю адронів. Крім того, ця гіпотеза дозволила пояснити емпірично встановлену класифікацію адронів.

Пророцтва квантової хромодинаміки були підтверджені у багатьох дослідах, проведених на прискорювачах із зустрічними пучками, - колайдерах. Ці досліди повністю узгоджуються з тим, що кварки існують в трьох колірних станах і мають дробовий електричний заряд. Вони довели, що джерелом сильних взаємодій є колірний заряд кварків, який створює глюонні поля.

Встановлено, що зі зменшенням відстаней, на яких відбувається взаємодія, колірний заряд зменшується на відміну від електричного заряду, який при цьому зростає. Ця властивість колірного заряду вказує на можливість того, що електричний і колірний заряди на дуже малих відстанях (близько 10^{-31} м) стають рівними один одному.

Можливо, що сильна, слабка і електромагнітна взаємодії мають загальну природу і є різними проявами однієї фундаментальної взаємодії. У цьому полягає ідея *великого об'єднання* всіх калібрувальних полів (тобто всіх сил природи, включаючи гравітацію).

Класифікація елементарних частинок. Індивідуальність елементарних частинок визначається набором дискретних значень фізичних величин. Це маса m , електричний заряд Q , спин s , ізоспин T , парність C , баріонний заряд B , три лептонні числа L_e, L_μ, L_τ , дивність S , привабливість (шарм) C' , істинність T' , зарядова парність, гіперзаряд, кольоровий заряд і так далі

Розмір елементарної частинки. Розміри адронів (як баріонів, так і мезонів) складають близько 10^{-15} м, що близько до середньої відстані між кварками, що входять в них. Розміри фундаментальних, безструктурних частинок — калібрувальних бозонів, кварків і лептонів — в межах погрішності експерименту узгоджуються з їх точковістю (верхня межа діаметру складає близько 10^{-18} м).

Спини s елементарних частинок визначають цілим або напівцілим кратним постійної Планка. Спини π - і K - мезонів дорівнюють нулю; спини електрона, протона і нейтрона $s = \frac{1}{2}\eta$, фотона $s = 1\eta$ і так далі. За величиною спіна всі елементарні частинки діляться на два класи:

- бозони — частинки з цілим спіном (наприклад, фотон, глюон, мезони, бозон Хігса);
- ферміони — частинки з напівцілим спіном (наприклад, електрон, протон, нейтрон, нейтрино).

Одні елементарні частинки - так звані *складені частинки*, мають складну внутрішню структуру, але, проте, за сучасними уявленнями, розділити їх на частини неможливо (наприклад, протони і нейтрони).

Інші частинки (електрон, нейтрино, кварки і т. д.) на даний момент вважаються безструктурними і розглядаються як первинні *фундаментальні частинки*.

Залежно від здатності до участі в тих або інших **видах взаємодій** усі елементарні частинки, за винятком фотона, розбиваються на дві основні групи: **адрони і лептони**.

Адрони (від грец. «адрос» — великий, сильний), беруть участь в сильній взаємодії разом з електромагнітним і слабким. Адрони складаються з кварків і підрозділяються, в свою чергу, на:

- мезони — адрони з цілим спіном, тобто ті, що є бозонами;
- баріони — адрони з напівцілим спіном, тобто ферміони. До них, зокрема, відносяться протон і нейтрон.

Лептони (від грец. «лептос» — легкий), беруть участь тільки в електромагнітній і слабкій взаємодіях. До лептонів відноситься електронне, мюонне і таонне нейтрино, електрон, мюон і важкий лептон - τ -лептон, або таон, з масою приблизно $3487 m_e$, а також античастинки, що відповідають їм. Лептони — ферміони, які мають вигляд точкових частинок (тобто ті, що не складаються ні з чого) аж до масштабів близько 10^{-18} м.

Інші *фундаментальні (безструктурні) частинки*:

Кварки — дрібно заряджені частинки, що входять до складу адронів.

Калібрувальні бозони — частинки, за допомогою обміну якими здійснюються взаємодії:

- фотон — частинка, що переносить електромагнітну взаємодію;
- вісім глюонів — частинок, що переносять сильну взаємодію;
- три проміжні векторні бозони W^+ , W^- і Z^0 , що переносять слабку взаємодію;
- гравітон — гіпотетична частинка, що переносить гравітаційну взаємодію. Існування гравітонів доки не доведене експериментально

Адрони і лептони утворюють речовину. Калібрувальні бозони — це кванти різних типів взаємодій.

За часом **життя τ** усі елементарні частинки діляться на:

- *Стабільні* елементарні частинки - частинки, що мають нескінченно великий час життя у вільному стані; електрон має час життя $\tau > 5 \cdot 10^{21}$ років, протон $\tau > 10^{30}$ років, сюди ж відносяться фотон, електронне і мюонне нейтрино, і їх античастинки.
- *Квазістабільні* елементарні частинки, їх часи життя $\tau > 10^{-20}$ с (вільний нейтрон $\tau = 1000$ с, мюон, піони, каони, «дивні» гіперони $\tau = 10^{-6} \dots 10^{-16}$ с)
- *Нестабільні* елементарні частинки (резонанси) - самовільно розпадаються внаслідок сильних взаємодій за експоненціальним законом, їх час життя $\tau = 10^{-24} \dots 10^{-22}$ с.

За **масою** всі елементарні частинки діляться на два класи:

- частинки з нульовою масою (фотон, глюон, гравітон і їх античастинки);
- частинки з ненульовою масою (всі інші частинки).

Закони збереження. Найбільш важлива властивість усіх елементарних частинок — здатність до взаємних перетворень, тобто здатність народжуватися і знищуватися (випускатися і поглинатися). Усі процеси з елементарними частинками відбуваються відповідно до законів збереження енергії, імпульсу, моменту імпульсу, баріонних і лептонних чисел, електричного заряду, парності, дивності і так далі. Одні з цих законів є точними (наприклад, збереження енергії або електричного заряду), інші — наближеними, тобто мають місце в одних взаємодіях і порушуються в інших (наприклад, ізоспін зберігається в сильній і порушується в електромагнітній і так далі).

Приклад. Процес розпаду електрона

$$e^- \rightarrow \gamma + \gamma + \nu \quad (\text{П. 10.1})$$

є забороненим, оскільки в ньому порушується закон збереження електричного заряду. Це забезпечує стабільність електрона.

Елементарні частинки додатково наділяються рядом квантових величин, які дозволяють процеси їх перетворень. Наприклад, процес перетворення протона

$$p \rightarrow e^+ + \nu + \tilde{\nu} \quad (10.1)$$

не суперечить законам збереження енергії, імпульсу, моменту, а також закону збереження електричного заряду. Проте якби він був можливий, то привів би до анігіляції атомів речовини. Якщо ж баріонам (нуклонам і більш важким частинкам — гіперонам) приписати *баріонне квантове число* $B = +1$, антибаріонам — баріонне число $B = -1$, а усім іншим частинкам — баріонне число $B = 0$, то процес (10.1) буде порушенням закону збереження баріонного числа (у протона $B = +1$, а у позитрона і нейтрино $B = 0$).

Аналогічно для регламентації процесів за участю лептонів вводиться *лептонне число* L : для лептонів $L = +1$, для антилептонів $L = -1$, для усіх інших частинок $L = 0$. У цих умовах в усіх процесах необхідно керуватися законом збереження лептонного числа: алгебраїчна сума лептонних чисел частинок до перетворення дорівнює алгебраїчній сумі лептонних чисел частинок, що виникли в результаті перетворення. За цим законом, наприклад, в реакцію розпаду (10.2) необхідно ввести антинейтрино:

$$n \rightarrow p + e^- + \tilde{\nu} \quad (10.2)$$

Приклад. Користуючись законом збереження лептонного заряду, визначимо, які з приведених реакцій дозволені, а які — ні:

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+,$$

$$\nu_e + p \rightarrow n + e^+,$$

$$\nu_e + n \rightarrow p + e^-,$$

$$\nu_e + n \rightarrow p + \mu^+.$$

Відповідь: Перша і третя реакції дозволені законом і реально відбуваються: $+0 = 0(-1)$, $+0 = 0(+1)$; друга і четверта - заборонені: $+0 \neq 0(-1)$; $(+1) + 0 \neq 0(-1)$.

Античастинки. Універсальною властивістю елементарних частинок є існування *античастинок*. Античастинка відрізняється від частинки тільки знаками всіх величин, що характеризують взаємодії (заряди, магнітні моменти, дивність, шарм та ін.). Частинки, у яких ці величини дорівнюють нулю, тотожні зі своїми античастинками і тому називаються істинно нейтральними. Найлегшою істинно нейтральною частинкою являється фотон.

Під час зіткнення частинки з античастинкою обоє вони можуть зникнути, перетворившись на фотони. Такий процес називається *анігіляцією*.

Наприклад, позитрон і електрон, стикаючись, перетворюються на два (чи три) фотони за схемою

$$e^- + e^+ \rightarrow 2 \gamma. \quad (10.3)$$

Один фотон при цьому не може випромінюватися, оскільки порушується закон збереження імпульсу.

Приклад. Під час зіткнення нейтрона і антинейтрона відбувається їх анігіляція, внаслідок чого виникають два γ -кванта. Вважаючи кінетичну енергію частинок до їх зіткнення дуже малою, визначити енергію кожного з γ -квантів.

Запишемо реакцію: ${}_0^1n + {}_0^1\bar{n} \rightarrow 2\gamma$. Енергія спокою частинок $E = 2 m_n c^2$. Тоді $E_\gamma = m_n c^2 = 940$ МеВ.

Під час анігіляції важких частинок і античастинок виникають не стільки γ -кванти, скільки інші легкі частинки, наприклад π - мезони при анігіляції протона і антипротона :

$$\bar{p} + p \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^+ + \pi^- + \pi^0. \quad (10.4)$$

Процес, обернений анігіляції, називається *народженням пар* частинка-античастинка. Так, при взаємодії γ -фотона з важкими ядрами може народжуватися пара електрон-позитрон.

Для цього, передусім, необхідно, щоб енергія γ -фотона була не меншою, ніж власна енергія пари $2 m_e c^2$. Крім того, цей процес може відбуватися тільки у присутності третього тіла, наприклад, атомного ядра, оскільки без нього знову матиме місце порушення закону збереження імпульсу.

Сучасна наука допускає можливість існування в галактичних системах антиречовини, що складається з антиатомів; які є утвореннями з антипротонів, антинейтронів і позитронів. Проте, спостережувана частина Всесвіту складається тільки з речовини, антиречовина доки не виявлена.

У таблиці 2 приведені найбільш вивчені елементарні частинки і їх квантові числа.

Таблиця 2.

Частинка (анти-частинка)	Маса спокою, MeV	Спін s , в од $\hbar$	Електричний заряд Q , в од. заряду електрона e	Лептонний заряд L_e, L_μ, L_τ	Баріонний заряд B	Час життя, с
<i>Фотон γ</i>	0	1	0	0	0	стабільне
Лептони						
<i>Електрон, e^- (позитрон e^+)</i>	0,511003	1/2	-1(+1)	+1(-1)	0	стабільне
$\mu^-(\mu^+) - \text{мезон (мюон)}$	105,6595	1/2	-1(+1)	+1(-1)	0	$2,2 \cdot 10^{-6}$
$\tau^-(\tau^+) - \text{лептон (таон)}$	1782	1/2	-1(+1)	+1(-1)	0	$< 3 \cdot 10^{-12}$
<i>Нейтрино</i>						
Електронне	$0(< 3,5 \cdot 10^{-5})$	1/2	0	+1/-1	0	стабільне
Мюонне	$0(< 0,51)$	1/2	0	+1/-1	0	стабільне
Таонне	< 250	1/2	0	+1/-1	0	стабільне
Мезони						
<i>Піони</i>						
π^+	139,569	0	+1(-1)	0	0	$2,6 \cdot 10^{-8}$
π^0	134,964	0	0	0	0	$0,8 \cdot 10^{-16}$
<i>Каони</i>						
$K^+(K^-)$	493,71	0	+1(-1)	0	0	$1,3 \cdot 10^{-8}$ ($0,9 \cdot 10^{-10}$)
$K^0, (\tilde{K}_0)$	497,7	0	0	0	0	$5,6 \cdot 10^{-8}$
Баріони						

<i>Нуклони</i>						
<i>Протон p</i> (антипротон $\bar{p}$)	938,28	1/2	+1(-1)	0	+1(-1)	стабільне
<i>Нейтрон n</i> (антинейтрон $\bar{n}$)	939,573	1/2	0	0	+1(-1)	1000
<i>Гіперони</i>						
Лямбда Λ (антилямбда $\bar{\Lambda}$)	1115,6	1/2	0	0	+1(-1)	$2,6 \cdot 10^{-10}$
Сигма-плюс Σ^+ (антисигма-плюс $\bar{\Sigma}^+$)	1189,37	1/2	+1(-1)	0	+1(-1)	$0,8 \cdot 10^{-10}$
Сигма-мінус Σ^- (антисигма-мінус $\bar{\Sigma}^-$)	1197, 35	1/2	-1(+1)	0	+1(-1)	$1,4 \cdot 10^{-10}$
Сигма-нуль Σ^0 (антисигма-нуль $\bar{\Sigma}^0$)	1192,48	1/2	0	0	+1(-1)	$<1 \cdot 10^{-14}$
Кси-нуль Ξ^0 (антикси-ноль $\bar{\Xi}^0$)	1314,9	1/2	0	0	+1(-1)	$3 \cdot 10^{-10}$
Кси-мінус Ξ^- (антикси-мінус $\bar{\Xi}^-$)	1321,3	1/2	-1(+1)	0	+1(-1)	$1,6 \cdot 10^{-10}$

Контрольні запитання

1. Який зміст вкладається в поняття «Елементарна частинка» в сучасній фізиці?
2. Чому протони і нейтрони не є в істинному змісті елементарними частинками?
3. Перерахуйте відомі чотири типи фундаментальних взаємодій, а також порівняйте радіуси їх дій. Вкажіть роль кожного з видів фундаментальних взаємодій в різних фізичних явищах.
4. Чому слабка взаємодія, незважаючи на свою малу інтенсивність і короткодіючий характер, грає дуже важливу роль в еволюції Всесвіту?
5. Чому гравітаційна взаємодія не грає ролі в системах атомних розмірів?
6. Які сучасні фізичні уявлення про механізм взаємодії у світі елементарних частинок?
7. Як пов'язані між собою радіус дії сил і маса частинок, обміном якими обумовлена ця взаємодія?
8. Як за допомогою співвідношення невизначеностей оцінити масу мезона, що переносить сильну взаємодію?
9. Чим відрізняються два великі класи елементарних частинок - адрони і лептони?
10. На які типи частинок підрозділяються адрони? Яка характеристика елементарних частинок покладена в основу ділення на мезони і баріони?

11. Чи можна назвати усі лептони істинно елементарними частинками?
12. Якого порядку час життя τ резонансів?
13. Які частинки є абсолютно стабільними?
14. Перерахуйте відомі аромати кварків.
15. Що таке колір кварків?
16. Які частинки є переносниками взаємодії між кварками?
17. Що таке конфайнмент кварків?
18. Яка елементарна частинка має найменшу масу спокою? Чому дорівнює електричний заряд цієї частинки?
19. Чим відрізняється позитрон від електрона?
20. Чи є античастинка у фотона?
21. При зіткненні позитивного мюона і електрона утворюються два нейтрино. Запишіть цю реакцію і поясніть, який тип нейтрино утворюється.
22. При захопленні протоном негативного мюона утворюється нейтрон і ще одна частинка. Що це за частинка?
23. Чому неможлива анігіляція електрона і позитрона з народженням тільки одного кванта?

Рекомендована література

Основна

1. Кучерук І. М., Горбачук І.Т. Загальний курс фізики. У 3 т. Т.3: Оптика. Квантова фізика. – К.: «Техніка», 2006, – 518 с.
2. Бушок Г.Ф., Венгер Е.Ф. Курс фізики. Кн.2. Оптика. Фізика атома і атомного ядра. Молекулярна фізика і термодинаміка. К. «Либідь» 2001. – 422 с.
3. Савельєв І.В. Курс фізики. Учебник. В 3 томах. Т.3 Квантовая оптика. Атомная физика. Физика твердого тела. Физика атомного ядра и элементарных частиц. – М. Наука. 1989 – 304 с
4. Гаркуша І.П., Горбачук І.Т., Курінний В.П. та ін. Загальний курс фізики: Збірник задач – К.: «Техніка», 2004, – 560 с.

Додаткова

4. Детлаф А.А., Яворский Б.М. Курс фізики. – М. «Высш. шк.», 1989, – 609 с.
5. Калашников Н.П., Смондырев М.А. Основы фізики. В 2 т. Т. 2. М.: Дрофа, 2004 - 431 с.
6. Астахов А.В., Широков Ю.М. Курс фізики: В 3 т. Т. 3: Квантовая физика. М.: Наука, 1983. - 240с.
7. Бутиков Е. И., Кондратьев А. С, Уздин В. М. Физика: Учеб. пособие: В 3 кн. Кн.3. Строение и свойства вещества. — М.: Физматлит, 2004 — 336 с.
8. Широков Ю.М., Юдин Н.П. Ядерная физика. Учеб. пособие. М. «Наука», 1972. – 672 с.
9. Мухин К.Н. Введение в ядерную физику. М. Атомиздат, 1965, 720 с.
10. Белонучкин В.Е., Заикин Д. А., Ципенюк Ю.М., Основы фізики. Курс общей фізики: Учебн. В 2 т. Т. 2. Квантовая и статистическая физика / - М.: Физматлит, 2001. - 504 с.
11. Физический энциклопедический словарь. М.: Сов. энциклопедия, 1984.
12. Гаркуша І.П., Курінний В.П. Фізика. Ч. 6. Квантовая физика. Учебное пособие: – Д. Национальный горный университет, 2016. – 92 с
13. Чертов А.Г. Воробьев А.А. Задачник по физике. – М.: «Физмат лит», 2005 – 640 с.

