

У НОМЕРІ:

Опановуємо компетентнісний підхід

Петричиць І. В.

Практично орієнтовані завдання.

Формування ключових компетентностей 3

Савкіна Т. С., Войцеховська В. І.

Практичне застосування тригонометрії

під час вивчення гармонічних коливань 7

Пригадуємо імена

Фейгін О. О.

Віртуальні бесіди зі Стівеном Гокінгом 12

Шукаємо матеріали до уроку

Редько Г. Б., Толпекіна Г. М.

Енергія як вона є 16

Новини науки

і техніки 17, 29, 32, 40, 52, 58, Е-15

Проводимо контроль знань

Прокопець Т. В.

Контрольні роботи. 9 клас. 18

Обмінюємося досвідом

Кабановський О. В., Познанська Н. Ф.,

Познанський Ф. С.

Деякі приклади подолання психологічних

проблем під час вивчення фізики. 26

Стоянов І. П.

Робота з обдарованими дітьми 30

Чувпило Р. І., Козлітіна О. В.,

Масловська Ю. С., Чувпило О. О.

Словникова робота на уроках фізики в школі

для дітей із важкими порушеннями мовлення . . . 33

Готуємося до сучасного уроку

Головко Н. В.

Прості механізми. Коефіцієнт корисної дії.

7 клас. 38

Косенко І. С.

«Золоте» правило механіки.

ККД механізму та машини. 7 клас 41

Савчук С. М.

Закон Джоуля — Ленца.

Електронагрівальні прилади. 8 клас 45

Дем'яненко С. О.

Поверхневий натяг рідин. Змочування.

Капілярні явища. 10 клас. 48

Муромцева Г. В.

Внутрішня енергія ідеального газу.

Робота в термодинаміці.

Закони термодинаміки. 10 клас 53

Див. с. 2 >>>

Фізика — це наука, яка відповідає на запитання «чому?». Ричард Фейнман

НАУКОВО-МЕТОДИЧНИЙ ЖУРНАЛ

ФІЗИКА

В ШКОЛАХ УКРАЇНИ

ЗА СПІРЯЯННЯ МІНІСТЕРСТВА ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ ■ Учасник проекту: Фізико-математичний ліцей № 27 м. Харкова ■

№ 7-8 (347-348) квітень 2018 р. ■ Заснований у серпні 2003 р. ■ Виходить двічі на місяць ■ 08417, 95936, 08418, 37058

Передплатні індекси

ТЛУМАЧНИЙ СЛОВНИК ІЗ ФІЗИКИ ВІД «А» ДО «Я» Розділ VII. Основи квантової фізики, фізика атома та атомного ядра

М. Г. Александров, М. П. Пугач, В. С. Сембратович, Є. С. Шувалов, м. Харків

Атомної бомби гарматного типу принцип дії — принцип, який полягає у вистрілюванні зарядом порошу одного блоку роздільного матеріалу докритичної маси («куля») в іншу — нерухому («мішень»).

«Гарматну схему» використовували в деяких моделях ядерної зброї першого покоління. Блоки розраховані так, що за з'єднання з деякою розрахунковою швидкістю їхня загальна маса стає надкритичною; масивна оболонка заряду забезпечує виділення значної енергії (десятки кілотонн в тротиловому еквіваленті — Т. Е.) раніше, ніж блоки випаруються. Конструкція заряду також забезпечувала запобігання випаровування «снаряда» і «мішені» до моменту розвитку необхідної швидкості; також у ній були вжиті заходи щодо

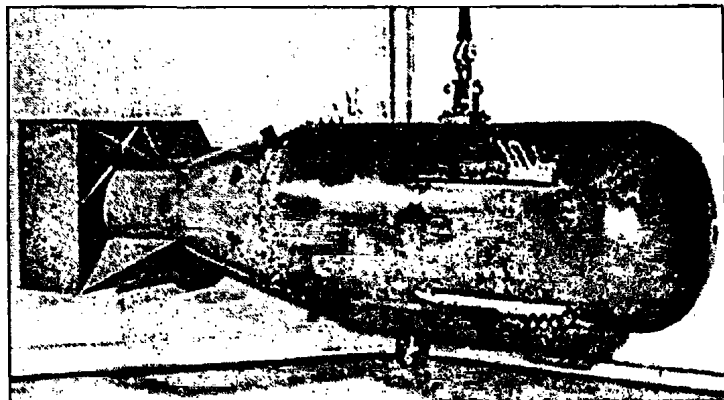
зниження цієї швидкості з 800 до 200–300 $\frac{\text{м}}{\text{с}}$, що дозволило значно полегшити конструкцію. Також були вжиті спеціальні заходи щодо запобігання руйнування «снаряда» у момент «пострілу», оскільки перевантаження «снаряду» за розгону по короткому «стовбуру» були значними.

Цей спосіб детонації можливий тільки в уранових боеприпасах, тому що плутоній має на два порядки вищий нейтронний фон, що різко підвищує ймовірність передчасного розвитку ланцюгової

Продовження. Початок див. у № 3–4 (343–344) та 5–6 (344–346).

реакції до з'єднання блоків. Це призводить до неповного виходу енергії (*fizzle*, або «пшик»). Для реалізації гарматної схеми в плутонієвих боеприпасах потрібне збільшення швидкості з'єднання частин заряду до технічно недосяжного рівня. Крім того, уран краще, ніж плутоній, витримує механічні перевантаження.

Класичним прикладом такої схеми є бомба «Малюк» («Little Boy», *рис. 1*), скинута на Хіросіму 6 серпня 1945 р. (Див. *Ядерне бомбардування Хіросіми й Нагасакі*.) Маса — 4 т, довжина — 3,0 м, діаметр — 0,7 м. Потужність вибуху — 15 кілотонн ТНТ. Уран для її виготовлення був добутий у Бельгійському Конго (нині Демократична Республіка Конго), у Канаді (Велике Ведмеже озеро) і в США (штат Колорадо). У бомбі «Малюк» (*рис. 2*)



■ Рис. 1. Бомба «Малюк»

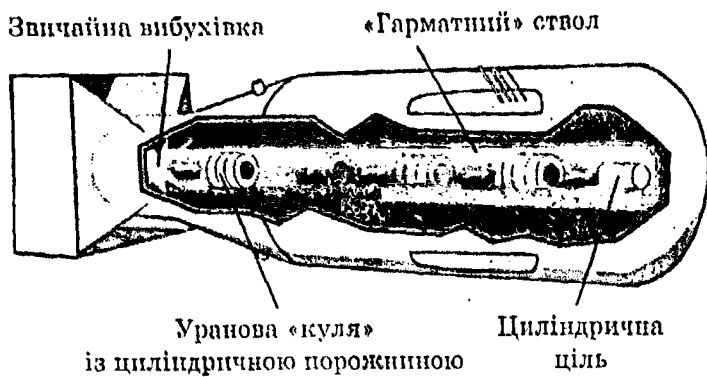


Рис. 2. Конструкція гарматної атомної бомби

у конструкції використали вкорочений до 1,8 м ствол морської гармати калібру 16,4 см, при цьому уранова «мішень» являла собою циліндр діаметром 100 мм, на який за «пострілу» насувалася циліндрична «куля» надкритичної маси (38,5 кг) з відповідним внутрішнім каналом. Такий «інтуїтивно незрозумілий» дизайн був зроблений для зниження нейтронного фону мішені: у ньому вона перебувала

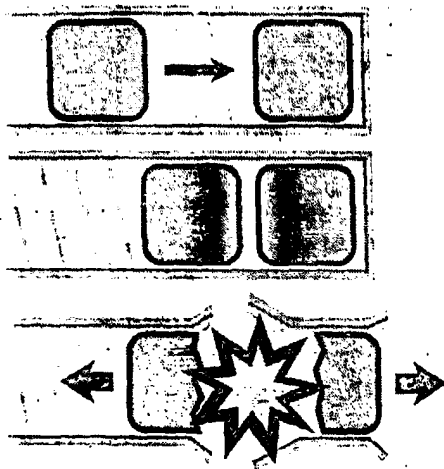


Рис. 3. Верхній блок показує принцип дії гарматної схеми. Другий і третій показують можливість передчасного розвитку ланцюгової реакції до повного виходу енергії

Б

***b*-адрони, привабливі адрони** — адрони, до складу яких входять *b*-кварки чи *b*-антикварки.

Бальмера — Рідберга формула — формула, за якою Рідберг (шведський науковець) визначив серію й частоти серіальних ліній у спектрі водню. Він запропонував таку форму запису:

$$\frac{1}{\lambda} = R' \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad n = 3, 4, \dots, 11$$

формула Бальмера — Рідберга.

$R' = 10973731 \text{ м}^{-1}$ — стала Рідберга ($R' = 1,09 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$),

Оскільки $v = \frac{c}{\lambda}$, то можна записати у вигляді

$$v = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad n = 3, 4, \dots, 11,$$

де $R = R'c = 3,29 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$ — теж стала Рідберга.

У спектрі водню було виявлено ряд інших серій, подібних до серії Бальмера, зокрема були виявлені серії ліній в області ультрафіолетових частин спектра (серія Лаймана; $n_i = 1$) і в області інфрачервоних частин спектра (серія Пашена $n_i = 3$) та інші серії, описувані аналогічними формулами. Для всіх цих ліній пригодна загальна формула, яка називається формулою Бальмера — Рідберга:

$$\frac{1}{\lambda} = R' \left(\frac{1}{n_i^2} - \frac{1}{n_k^2} \right),$$

де λ — довжина хвилі випромінювання, $R' = 1,097 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$ — стала Рідберга, а n_i і n_k — цілі числа. Формула Бальмера — Рідберга вперше вказала на особливу роль цілих чисел у спектральних закономірностях. Нині відома велика кількість спектральних ліній водню, довжини хвиль яких із великим ступенем точності задовольняють формулі Бальмера — Рідберга. З формули Бальмера — Рідберга видно, що спектральні лінії, які відрізняються значеннями, n_i утворюють групу або серію ліній, названу серією Бальмера. З ростом n спектральні лінії серії зближуються один з одним.

Бальмера серії — серії, які були виявлені в спектрі Сонця. Завдяки поширеності водню у Всесвіті серію Бальмера спостерігають у спектрах більшості космічних об'єктів. Ця серія утворюється за переходів електронів із порушених енергетичних рівнів із головним квантовим числом $n > 2$ на другий рівень ($n = 2$) у спектрі випромінювання й з другого рівня на всі розташовані вище за поглинання. Перехід із третього енергетичного рівня на другий позначається грецькою буквою α , з 4-го на 2-й — β тощо. Для позначення самої серії використовується буква латинки *H*. Таким чином, повне позначення спектральної лінії, що виникає за переходу електрона з третього рівня на другий — $H\alpha$ (вимовляється «Бальмер-альфа»). Видимі лінії випромінювання водню в серії Бальмера. $H\alpha$ — червона лінія праворуч, має довжину хвилі 656,3 нм. Найлівіша лінія $H\epsilon$ відповідає випромінюванню вже в ультрафіолетовій області спектра на довжині хвилі 397,0 нм.

Бальмера формула — формула, за якої вчитель фізики Бальмер у 1885 р. установив, що довжини

хвиль, відомих для дев'яти ліній спектра водню можуть бути обчислені за формулою

$$\lambda = \lambda_0 \frac{n^2}{n^2 - 4}, \quad \lambda_0 = 364,613 \cdot 10^{-10} \text{ м} \quad n = 3, 4, \dots, 11.$$

Трохи пізніше в спектрі водню були виявлені серії ліній в області ультрафіолету (серія Лаймана) і серії в області інфрачервоного випромінювання (серія Пашена та інші серії), описувані аналогічними формулами. Виявилося, що для всіх цих ліній придатна загальна формула, так звана формула Бальмера — Рідберга (див. Бальмера — Рідберга формула).

Баріони — елементарні частинки (адрони з напівцілим спіном в одиницях сталої Планка \hbar), яким притаманна сильна взаємодія. За винятком протона, всі баріони нестабільні. За розпаду баріона завжди народжується баріон, після ряду розпадів народжується стабільний баріон — протон. У баріонів $B = +1$, у антибаріонів $B = -1$, у останніх $B = 0$. За кварковою теорією складаються з трьох кварків. Беруть участь у всіх відомих взаємодіях. У реакціях за їх участю має місце так званий закон збереження баріонного заряду (див. Баріонне число).

До них належать пара стабільних частинок «протон + антипротон», пара «нейтрон + антинейтрон» і три типи гіперонів, які називаються Λ (лямбда), Σ (сігма), Ξ (ксі) гіперонами (кожен із них має відповідну античастинку). Заряди q , маси m , час інтенсивності τ і схеми перетворень гіперонів наведені нижче:

	q	m	$\tau, \text{с}$	
Λ^0	0	$2183m_e$	$2,51 \cdot 10^{-10}$	$\Lambda^0 \rightarrow \begin{cases} \frac{1}{0}n + \pi^0 \\ \frac{1}{0}p + \pi^- \end{cases}$
Σ^0	0	$2331,8m_e$	10^{-11}	$\Sigma^0 = \Lambda^0 + \gamma$
Σ^+	$+e$	$2327,7m_e$	$0,81 \cdot 10^{-10}$	$\Sigma^+ \rightarrow \begin{cases} \frac{1}{1}p + \pi^0 \\ \frac{1}{0}n + \pi^+ \end{cases}$
Σ^-	$-e$	$2340,5m_e$	$1,6 \cdot 10^{-10}$	$\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$
Ξ^0	0	$2565m_e$	10^{-10}	$\Xi^0 \rightarrow \Lambda^0 + \pi^0$
Ξ^-	$-e$	$2580m_e$	10^{-10}	$\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 + \pi^-$

Усі баріони мають спін, який дорівнює половині. Баріонам приписують баріонний заряд (частинкам $+1$, а античастинкам -1), який теж підпорядкований закону збереження. Дію цього закону разом із дією закону збереження спіну й електричного заряду можна простежити

в процесах перетворення, народження й анігіляції пар баріонів, наприклад:

$$\begin{cases} \frac{1}{1}p + \frac{1}{1}p + (\frac{1}{1}p + \frac{1}{1}\bar{p}); \quad \frac{1}{1}p + \Lambda^0 \rightarrow \frac{1}{0}n + \frac{1}{1}p + K^0 \\ \frac{1}{1}p + \frac{1}{1}p + (\frac{1}{0}n + \frac{1}{0}\bar{n}); \quad \frac{1}{1}p + \frac{1}{1}\bar{p} \rightarrow \Lambda^0 + \bar{\Lambda}^0 \\ \frac{1}{1}p + \frac{1}{1}p \rightarrow \begin{cases} \frac{1}{1}p + \Lambda^0 + K^0 \\ \frac{1}{1}p + \Sigma^+ + K^0 \\ \frac{1}{1}p + \frac{1}{0}n + \pi^+ \end{cases} \end{cases}$$

Б. підпорядкований статистиці Фермі — Дірака й принципу заборони Паулі. Баріони є ферміонами. Іншою характеристикою баріонів є баріонний заряд, квантове число, що приймає цілі значення.

Баріони складаються з трьох кварків таким чином, що баріонні числа кварків ($\frac{1}{3}$ або $-\frac{1}{3}$) додаються, утворюючи значення 1 або -1 . Найлегшим із баріонів є протон. Протон — також єдина стабільна частинка серед баріонів. Експериментально підтверджене значення часу життя протона щодо розпаду або зникнення яке перевищує 103 роки.

Крім перерахованих частинок, виявлено численні сильно взаємодійні короткоживучі частинки, які отримали назву резонансів. Ці частинки являють собою резонансні стани, утворені двома або більшою кількістю елементарних частинок. Час життя резонансів становить лише $\sim 10^{-23} \div 10^{-22}$ с.

Баріонне число (заряд) — квантове число, яке дорівнює $+1$ для баріонів, -1 — для антибаріонів, 0 — усіх інших частинок. Існує низка закономірностей, які характеризують реакції народження, взаємодії й розпаду баріонів можна сформулювати у вигляді закону збереження баріонного заряду: у кожній системі сума баріонних зарядів зберігається; реакція відбувається так, щоб сума баріонних зарядів до реакції дорівнює сумі баріонних зарядів після реакції. Він веде до неможливості розпаду ядер до елементарних часток, що робить протон абсолютно стабільним, бо протон є найлегшим із баріонів. Треба зауважити, що в теорії «великого об'єднання» зроблено припущення про порушення закону збереження баріонного заряду: стає можливим розпад протона за каталітичного впливу.

Баріонний заряд — див. Баріонне число.

Барн — одиниця площі, дорівнює 10^{-24} см^2 , застосовувана в атомній та ядерній фізиці для вимірювання ефективних перерізів взаємодій.

Бекерель (Бк) — одиниця активності радіонукліда в джерелі в СІ. 1 Бк дорівнює активності нукліда в радіоактивному джерелі, у якому за час 1 с здійснюється один акт розпаду.

$$1 \text{ Бк} = 1 \text{ с}^{-1} = 2,703 \cdot 10^{-11} \text{ кюри} = 10^{-6} \text{ резерфорда.}$$

Названа на честь відомого французького фізика Антуана-Анрі Беккереля, який відкрив природну радіоактивність урану та її біологічну дію.

Бекерель на кілограм — одиниця питомої активності джерела в СІ. $1 \frac{\text{Бк}}{\text{кг}}$ дорівнює питомій активності джерела, за якої активність радіонукліда джерела масою 1 кг дорівнює 1 Бк.

Бекерель на кубічний метр — одиниця об'ємної активності джерела в СІ. $1 \frac{\text{Бк}}{\text{м}^3}$ дорівнює об'ємній активності джерела, за якого активність радіонукліда джерела об'єму 1 м^3 дорівнює 1 Бк.

Бекерель на моль $\left(\frac{\text{Бк}}{\text{моль}} \right)$ — одиниця молярної активності джерела в СІ. $1 \frac{\text{Бк}}{\text{моль}}$ питомої активності джерела, за якої активність радіонукліда джерела кількістю речовини 1 моль дорівнює 1 Бк.

БЕР (біологічний еквівалент рентгена) — позасистемна одиниця еквівалентної дози радіоактивного випромінювання, яка дорівнює $0,01 \frac{\text{Дж}}{\text{кг}}$.

Берклій — штучно добутий у 1949 р. радіоактивний хімічний елемент із порядковим номером 97. Масове число найстійкішого ізотопу — 247.

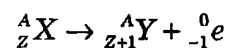
Бета-промені (β -промені) — потік бета-частинок (β -частинок), які випускають ядра за бета-розпаду; останні являють собою електрони або позитрони високих енергій, крім того за цим народжуються відповідні антинейтрино та нейтрино. Бета-розпад — перетворення ядер, за якого ядро випускає електрон або позитрон (β^- та β^+ -розпад) та антинейтрино (нейтрино). Пояснюється взаємоперетворенням нейтронів та протонів за рахунок слабкої взаємодії. За електронного бета-розпаду ядро перетворюється на ізотоп наступного в періодичній системі елемента, за позитронного — на ядро попереднього елемента. Електронний бета-розпад є характерним для ізотопів, переобтяжених нейтронами, позитронний — для ізотопів, переобтяжених протонами. Відомі до 900 бета-радіоактивних ядер, причому тільки 20 з них природні, для них характерним є винятково елек-

тронний бета-розпад, для інших трапляються як електронний, так і позитронний розпад, така радіоактивність називається штучною. Ядра, які виникають за бета-розпаду, є збудженими, за переходу в основний стан випускають гамма-кванти, це неодмінний супутник бета-розпаду. Енергія між електронами (позитронами) та антинейтрино (нейтрино) поділяється довільним способом, тому для електронів (позитронів) спектр можливих енергій є суцільним, від 0 до певної межі, яка становить від 0,25 до 0,45 МеВ. Для бета-розпаду спостерігали порушення закону збереження парності: орієнтовані в магнітному полі ядра ^{90}Co частіше викидають електрони в напрямку магнітного поля, ніж у протилежному напрямку, цей факт встановив Ву Цзяньсюн (1912—1997) зі співробітниками у 1957 р.

Бета-розпад (β -розпад) — процес самочинного перетворення нестабільного ядра на інше (ядро-ізобар) із зарядом, який відмінний на $\Delta Z = \pm 1$, за рахунок випускання електрона (позитрона) або захоплення електрона. Період піврозпаду β -радіоактивних ядер змінюється від $\approx 10^{-2}$ с до $2 \cdot 10^{15}$ років. Енергія β -розпаду перебуває в межах від 18 КеВ (для ^3_1H) до 16,6 МеВ (для $^{14}_7\text{N}$). β -випромінювання відхиляється електричними й магнітними полями; його йонізаційна здатність значно менша (приблизно на два порядки), а проникна здатність значно більша (поглинається шаром алюмінію 2 мм), ніж у α -частинок. β -випромінювання — це потік швидких електронів. Терміном β -розпад називають чотири типи ядерних перетворень:

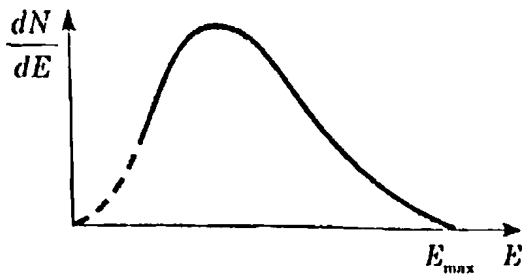
- 1) електронний β^- -розпад;
- 2) позитронний β^+ -розпад;
- 3) електронне захоплення (e^- або K -захоплення; див. K - або L -захоплення);
- 4) ядерні реакції за зіткненнях електронних нейтрино й антинейтрино з ядрами.

Явище електронного β^- -розпаду відбувається за правилом зміщення



і супроводжується випромінюванням електрона. Електрони, що випромінюються в процесі β^- -розпаду, мають широкий спектр енергій від нуля до деякого максимального значення (див. рис.). Для бета-розпаду спостерігали порушення закону збереження парності: орієнтовані в магнітному полі ядра $^{90}_{27}\text{Co}$ частіше викидають електрони в напрямку магнітного поля, ніж у протилежному на-

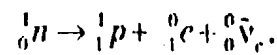
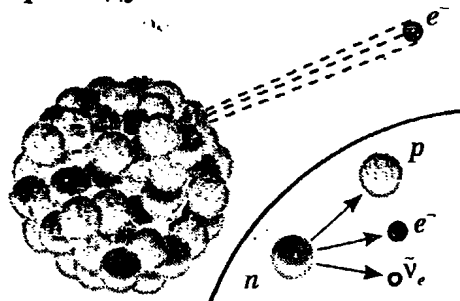
прямку, цей факт встановив Ву Цзяньсюн зі співробітниками в 1957 р.



За β^- -розпаду кількість нуклонів у ядрі не змінюється. Однак, якщо з ядра випромінюється електрон, який має спин $\frac{1}{2}$, то спин ядра повинен змінитися на $\frac{1}{2}$.

Таке неузгодження спін у ядра до й після розпаду, а також наявність суцільного енергетичного спектра випромінюваних електронів привели В. Паулі до гіпотези (1931 р.) про те, що за β^- -розпаді разом з електроном випускається ще одна нейтральна частинка — нейтрино. Нейтрино має нульовий заряд, спин $\frac{1}{2}$ і нульову масу спокою. Нейтрино

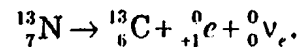
позначають $\bar{\nu}_e$. Проте виявилось, що за β^- -розпаду випускається не нейтрино, а антинейтрино (античастинка за відношенням до нейтрино, яка позначається $\bar{\nu}_e$). Гіпотеза про існування нейтрино дала змогу Е. Фермі створити теорію β^- -розпаду (1934 р.), а через 20 років (1956 р.) нейтрино було виявлено експериментально. Такі тривалі пошуки нейтрино пов'язані з відсутністю в цієї частинки заряду та маси спокою, а також тим, що йонізаційна здатність нейтрино надзвичайно мала (один акт йонізації припадає на пробіг 500 км у повітрі), а проникна здатність дуже висока (пробіг нейтрино з енергією 1 МеВ у свинцю порядку 10^{18} м). Для експериментального виявлення нейтрино використовували метод, який ґрунтується на тому, що в ядерних реакціях виконується закон збереження імпульсу. Введення нейтрино дозволило пояснити не лише збереження спін у ядра, а й неперервність енергетичного спектра випромінюваних електронів. Суцільний спектр β^- -частинок зумовлений розподілом енергії між електронами й антинейтрино, причому сума енергій обох частинок становить E_{\max} . Оскільки за β^- -розпаду кількість нуклонів у ядрі не змінюється, а Z збільшується на одиницю, то єдиний шлях, яким може відбуватися цей процес, це перетворення одного з нейтронів ядра на протон з одночасним утворенням електрона й антинейтрино:



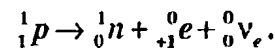
Цей процес супроводжується виконанням законів збереження електричних зарядів, імпульсу й масових чисел. Прикладом β^- -розпаду може бути така реакція: ${}_{90}^{231}\text{Th} \rightarrow {}_{91}^{231}\text{Pa} + {}_0^0e + \bar{\nu}_e$.

Явище β^+ -розпаду характерне лише для штучно радіоактивних ядер, і його вперше виявили Фредерік та Ірен Жоліо-Кюрі за бомбардування різних ядер α -частинками. Цей вид радіоактивного розпаду відбувається за таким правилом зміщення: ${}_Z^AX \rightarrow {}_{Z-1}^AY + {}_0^0e + {}_0^0\nu_e$.

Прикладом β^+ -розпаду може бути така реакція перетворення азоту ${}_{7}^{13}\text{N}$ на вуглець ${}_{6}^{13}\text{C}$:



Процес β^+ -розпаду проходить за такою схемою: один із протонів ядра перетворюється на нейтрон, випромінюючи за цьому позитрон і нейтрино:



Приклади бета-розпаду (β -розпаду):

- ${}_{55}^{137}\text{Cs} \rightarrow {}_{56}^{137}\text{Ba} + e^- + \bar{\nu}_e$ (β^- -розпад),
- ${}_{11}^{22}\text{Na} \rightarrow {}_{10}^{22}\text{Ne} + e^+ + \nu_e$ (β^+ -розпад),
- ${}_{11}^{22}\text{Na} + e^- \rightarrow {}_{10}^{22}\text{Ne} + \nu_e$ (електронне захоплення).

За β^- -розпаду один нейтрон у складі ядра перетворюється на протон, при цьому вивільняється електрон і електронне антинейтрино. За β^+ -розпаду один протон у складі ядра перетворюється на нейтрон, вивільняючи позитрон та електронне нейтрино. За електронного захвату один протон у складі ядра перетворюється на нейтрон, але при цьому ядром поглинається електрон з однієї з внутрішніх електронних оболонок атома. Цей процес супроводжується випромінюванням нейтрино, забезпечуючи збереження лептонного заряду. Бета-розпад забезпечується слабкою взаємодією. У теорії електрослабкої взаємодії бета-розпад відбувається за участі проміжних частинок: W та Z -бозонів.

Бета-спектроскопія — метод знаходження дефектів у тонких шарах металів за їх просвічування бета-променями.

Бетатрон (бетатрон) — прискорювач електронів циклічного типу з використанням постійного магнітного та змінного електричного поля, величина прискорення до 50 МеВ. Електрони прискорюються вихровим електричним полем, що виникає внаслідок швидкої зміни магнітного поля струму за рахунок електромагнітної індукції.

Бета-частинки (β -частинки) — електрони або позитрони, які виникають за радіоактивності, мають суцільний спектр енергій від 0 до 0,25 — 0,45 MeV. Виникають за перетворень нейтрона на протон і навпаки. За природної радіоактивності спостерігають тільки електрони, а за штучної — поряд з електронною можуть спостерігати й позитронну радіоактивність.

Біологічна дія йонізаційного випромінювання — дія, до особливостей якої слід віднести такі:

1. Біологічний ефект опромінення залежить від дози, і ця залежність має прямо пропорційний характер: зі збільшенням дози посилюється ефект. Ця закономірність, яка характерна для великих доз, екстраполюється й на діапазон малих доз (на рівні природного фону), тобто приймається безпорогова концепція дії йонізаційних випромінювань. Хоча існують факти, що суперечать цьому, зокрема радіаційний гормезис — стимуляційна дія малих доз радіації.
2. Збільшення тривалості опромінення або його функціонування (за тієї самої дози) приводить до зменшення ефекту, оскільки розпочинаються репаративні процеси.
3. Ступінь і форма променевого ураження залежить від просторового розподілу поглинутої дози опромінення в організмі. Найбільший ефект спостерігають за загального опромінення організму. Менші зміни спричиняє дія тієї ж дози на окремі частини організму (локальне опромінення). При цьому має значення, яка саме ділянка організму опромінюється. Найбільш небезпечним є опромінення голови й нижньої частини живота, найменш небезпечне опромінення кінцівок.
4. За опромінення біологічних об'єктів різними видами йонізаційних випромінювань, але рівними дозами, виникають кількісно та якісно різні біологічні ефекти, що пов'язано з просторовим розподілом енергії взаємодії в мікрооб'ємі, що опромінюється, тобто з лінійною передачею енергії.
5. Наявність прихованого періоду від моменту опромінення організму до появи перших клінічних проявів. Його тривалість обернено пропорційна дозі опромінення. Чим більша доза, тим коротший прихований період. Звичайно, це поняття є умовним клінічним, оскільки організм починає реагувати одразу ж після опромінення на суб- та клітинному рівнях, поступово переходячи на системний та організмний

рівні, що й проявляється через деякий час у вигляді певних патологічних реакцій.

6. Дії йонізаційного випромінювання властива кумуляція, що пов'язано з неовним відновленням ушкоджених структур організму.
7. Найчутливішими до опромінення є найбільш швидкопроліферувальні й найменш диференційовані клітини (правило Бергоньє й Трібондо).
8. Збільшення парціального тиску кисню в опромінюваній тканині підвищує ефект ураження йонізаційних випромінювань, що пояснюється електронноакценторними властивостями молекули кисню, яка є бірадикалом. Унаслідок цього кисень активно взаємодіє за дії йонізаційних випромінювань із радикалами біомолекул, що вже утворилися, фіксує ці ушкодження й робить їх недоступними для репарації.

Надходження радіоактивних речовин до організму можливе через органи дихання, шлунково-кишковий тракт, неушкоджену шкіру та поверхню ран і опіків. Надходження радіоактивних речовин через органи дихання найбільш небезпечно. Це пояснюється, по-перше, великою площею поверхні альвеол — 100 м^2 , через яку йде безпосереднє всмоктування радіонуклідів у кров, а також ве-

ликим об'ємом легеневої вентиляції ($2,2106 \frac{\text{л}}{\text{рік}}$); по-друге, досить високим значенням коефіцієнтів затримки радіоактивних речовин у бронхіальному дереві. Надходження радіонуклідів через шлунково-кишковий тракт має найбільш важливе значення. Особливо в середню та пізню фази аварії, оскільки на забруднених радіонуклідами територіях таке надходження має тривалий характер і дози внутрішнього опромінення людей, як правило, стають більшими, ніж зовнішнього.

Для оцінки наслідків надходження радіоактивних речовин через шлунково-кишковий тракт велике значення має величина коефіцієнта резорбції, що характеризує частку радіоактивної речовини, яка переходить безпосередньо в кров. Залежно від природи ізотопу та хімічної форми сполуки, що потрапила в організм, коефіцієнт резорбції змінюється в широких межах — від 0,01 % (цирконій, ніобій, рідкоземельні елементи, актиноїди) до кількох відсотків (вуглець — 1 %, барій — 5 %, полоній — 6 %), десятків відсотків (залізо — 10 %, кобальт, стронцій, радій — 30 %) і 100 % (водень, лужноземельні елементи, йод, цезій). Резорбція через неушкоджену шкіру у 200–300 разів менша, ніж через шлунково-кишковий тракт, і, як

правило, не відіграє суттєвої ролі. Виключення становить тритій, що легко проникає в кров через шкіряні покриви. Тривале надходження радіонуклідів в організм людини відбувається шляхом так званих харчових ланцюжків:

рослина → людина; рослина → тварина → м'ясо → людина; рослина → тварина → молоко → людина; вода → гідробіоти → людина.

Швидкість виведення радіонуклідів з організму людини залежить від багатьох чинників, серед яких найбільше значення мають:

- фізико-хімічний стан депонованих радіонуклідів;
- інтенсивність обміну речовин в органах і тканинах основного їх деponування;
- функціональний стан систем виділення.

Через легені та шкіру порівняно швидко виводяться газоподібні радіонукліди, такі як тритій, а також інертні радіоактивні гази ксенон і криптон. Основна кількість радіонуклідів, що надходять до організму у вигляді важкорозчинних сполук, виводяться через шлунково-кишковий тракт.

Сполуки тритію, натрію-24, йоду-131, цезію-137 і деяких інших радіонуклідів, що добре розчиняються у воді, легко виводяться з організму через нирки, потові залози й із молоком. Вони також добре виділяються й через слинні залози, а також печінкою (із жовчю), але при цьому повторно надходять у шлунково-кишковий тракт. Ці ж радіонукліди, легко долаючи плацентарний бар'єр, надходять і до організму плода.

Таким чином, у результаті процесів обміну радіонукліди, що надійшли в організм, поступово виводяться з нього.

Біологічна доза — величина, яка вказує вплив випромінювання на організм. Одиниця біологічної дози — біологічний еквівалент рентгена (Бер): 1 Бер — доза довільного виду йонізаційного випромінювання, яка здійснює таку саму біологічну дію, яку здійснює доза рентгенівського або γ -випромінювання 1 Бер.

$$1 \text{ Бер} = 10^{-2} \frac{\text{Дж}}{\text{кг}}$$

Бозе-газ (ідеальний бозе-газ) — квантово-механічний аналог класичного ідеального газу. Газ складається з бозонів — частинок, що мають цілий спин і підкоряються статистиці Бозе — Ейнштейна. Бозе створив статистичну механіку для газу фотонів, а Альберт Ейнштейн розвинув її

для опису масивних частинок. Він також усвідомив, що ідеальний газ бозонів, на відміну від класичного ідеального газу, повинен за низьких температур утворювати конденсуванням стан — так званий конденсат Бозе — Ейнштейна.

Бозе — Ейнштейна квантова статистика — квантова статистика, яка застосовується до тотожних систем із нульовим або цілим спіном (в одиницях \hbar). Запропонував Ш. Бозе 1924 року для фотонів, і того ж року її розвинув А. Ейнштейн; застосовувана до молекул ідеального газу. Характеристична особливість Б. — Е. к. с. полягає в тому, що тип квантової статистики однозначно пов'язаний зі значенням спіну частинок, оскільки сукупності частинок із напівцілим спіном (електрони, нуклони, ферміони, ядра з непарною кількістю нуклонів тощо) підкоряються Ферма — Дірака статистиці.

За квантово-механічного опису стан системи задається хвильовою функцією, яка у випадку тотожної частинки або симетрична по відношенню до перестановки будь-якої пари частинок (для частинок із цілим спіном), або антисиметрична (для частинок із напівспіном). Для системи частинок, які підпорядковується Б. — Е. с., стани описують симетричними функціями, що є іншим еквівалентним формулюванням Б. — Е. с. Подібні системи мають назви «Бозе-система», чи «Бозе-газ».

Бозе — Ейнштейна квантової статистики наслідок — можливість існування в тривимірних системах за низьких температур особливої фази речовини, що складається з бозонів — Бозе-конденсату. Статистиці Бозе — Ейнштейна підкоряється електромагнітне випромінювання, яке перебуває в тепловій рівновазі з тілом. Тому її застосування пояснює спектр випромінювання абсолютно чорного тіла. Застосування статистики Бозе — Ейнштейна дозволило пояснити температурну залежність теплоємності твердого тіла за низьких температур.

Число частинок у кожному квантовому стані може бути яким завгодно, а самі частинки неможливо розрізнити, кількість \bar{n}_i частинок з енергією E_i має вигляд

$$\bar{n}_i = \frac{1}{e^{-\alpha + \frac{\epsilon_i - \mu}{kT}} - 1},$$

де i — номер стану частинки; ϵ_i — деякий стан частинки, k — стала Больцмана; μ — хімічний потенціал, T — температура; α — стала, яка визначається з умови, що кількість частинок у всіх станах дорівнює кількості частинок у системі.

Коли експонента в знаменнику набагато більша за одиницю, вираз переходить у розподіл Максвелла — Больцмана. У протилежному випадку за низьких температур система стає виродженою, усі частинки матимуть енергію, близьку до нульової. Критерій виродження залежить від густини частинок, маси частинок, температури. Б. — Е. є окремим випадком розподілу Гіббса.

Бозе — Ейнштейна статистика — розподіл за енергією частинок, які належать до бозонів.

За розподілом Бозе — Ейнштейна ймовірність того, що в квантово-механічній багаточастинковій системі існує бозон в одночастинковому квантовому стані з енергією ϵ_i , визначається формулою

$$f(\epsilon_i) = \frac{1}{e^{\frac{\epsilon_i - \mu}{kT}} - 1},$$

де μ — хімічний потенціал, k — стала Больцмана, T — температура.

Оскільки ймовірність повинна бути додатним числом, значення хімічного потенціалу завжди менше за енергію основного стану бозонів. Якщо кількість бозонів строго визначена (N), то хімічний потенціал визначається з умови нормування розподілу.

$$N = \sum_n \frac{1}{e^{\frac{\epsilon_n - \mu}{kT}} - 1}.$$

Бозон (від прізвища фізика Шат'єндраната Бозе) — частинка з цілим значенням спіну.

Хвильова функція системи бозонів симетрична щодо перестановки частинок. Бозони підпорядковуються статистиці Бозе — Ейнштейна: в одному квантовому стані може перебувати необмежена кількість однакових частинок. Особливістю бозонів є те, що їх кількість у будь-якому квантовому стані є необмеженою (не підлягають принципу Паулі). За температури, близької до абсолютного нуля, усі бозони перебувають в однаковому стані, про колектив бозонів у цьому випадку говорять як про вироджений газ бозонів. За підвищення температури виродження знімається: за певної температури змінюється статистика бозонів, і за достатньо високої температури вони починають підпорядковуватись статистиці Больцмана — Максвелла.

До бозонів належать гіпотетичний гравітон (спін 2), фотон (спін 1), W і Z бозони, мезони й мезонні резонанси, а також античастинки всіх перерахованих частинок, атомні ядра з парним сумарним числом протонів і нейтронів (наприклад, дейтрон,

альфа-частинка) молекули газів, фонони у твердому й рідинному станах і в рідинному гелії-4.

Бор (В) — елемент з атомним номером 5 легко поглинає нейтрони, тому використовувався у регулювальних та аварійних стрижнях в атомних реакторах, а також у нейтронному захисті.

Бора орбіти — колові (у повнішій теорії Бора — Зоммерфельда еліптичні) траєкторії, по яких, згідно з теорією Бора, рухаються в атомі електрони. Ці орбіти виділяються з-поміж усіх можливих тим, що, рухаючись по них, електрони не випромінюють енергії. Із сучасної точки зору, уявлення про Б. о. втратило своє початкове значення. Квантова механіка показала, що рух електрона в атомі не можна розглядати як рух по траєкторії.

Бора постулати (постулат у перекладі — «я так вважаю») — положення, які Бор запропонував для пояснення стабільності атомів. Складаються з двох основних гіпотез:

1. Існують особливі стани електронів в атомі, у яких вони не випромінюють — стаціонарні стани. (У цих станах у довжину орбіти вкладається ціла кількість хвиль де Бройля.)
2. Поглинання та випромінювання атома пов'язане з переходом електрона з одного стаціонарного стану в інший, частота таких переходів ν зв'язана з енергіями станів E : $h\nu = E_1 - E_2$, індекси позначають початковий та кінцевий стани. Існування дискретних рівнів енергії було доведено експериментально дослідями, які провели Франк та Герц у 1913 р.

Бора теорія атома — перша теорія атома водню, яка базується на планетарній моделі атома з додаванням до неї постулатів Бора (див. *Постулати Бора*). Ця теорія стала важливим етапом у розвитку квантової теорії. Постулати Бора можна отримати за допущенні, що довжина стаціонарної орбіти електрона кратна цілому числу хвиль де Бройля (у наш час це положення має назву «правило квантування моменту імпульсу»):

$$\frac{2\pi r}{h} = n, \text{ інакше}$$

$$L = mvr = n \frac{h}{2\pi} = n\hbar.$$

Користуючись цим правилом, можемо знайти енергії електронів на стаціонарних орбітах, частоти спектральних ліній та величину сталої Рідберга, що добре збігається з емпіричним її значенням.

Далі буде... ☞