

Міністерство освіти і науки України
Житомирський державний університет
імені Івана Франка

А.М. Грищук, П.П. Корнійчук

**Конспект лекцій
та практичних завдань із
«Фізики ядра та елементарних
частинок»
для спеціальності
«104 Фізика та астрономія»**

**Навчально-методичний посібник
для здобувачів другого (магістерського) рівня
вищої освіти
спеціальності
«104 Фізика та Астрономія»**

Грищук А.М. Корнійчук П.П.

Житомир
ЖДУ
2023

УДК 539.12.01

ББК 22.3

К-115

Рекомендовано до друку Вченою радою Житомирського державного університету імені Івана Франка (протокол №19 від 27 жовтня 2023 р.).

Рецензенти:

О.М. Маханець, доктор фізико-математичних наук, професор кафедри теоретичної фізики та комп'ютерного моделювання, Чернівецького національного університету імені Ю.Федьковича

Ю.В. Доготар методист лабораторії упровадження освітніх інновацій (методика навчання фізики та астрономії), КЗ «Житомирський ОППО» ЖОР.

В.Л. Рудніцький, директор Наукового ліцею Житомирського державного університету імені Івана Франка.

к-115 Конспект лекцій та практичних завдань із «Фізики ядра та елементарних частинок» для спеціальності «104 Фізика та астрономія» / Гришук А.М., Корнійчук П.П. – Житомир: ЖДУ, 2023. – 115с.

Навчально-методичний посібник поділяється на дві основні частини, кожна з яких спрямована на покращення засвоєння курсу "Фізика ядра та елементарних частинок". Перша частина посібника включає в себе конспект лекцій, які охоплюють основні аспекти цього курсу та поділені на два основних розділи: "Фізика ядра" і "Фізика елементарних частинок". Вона створена з метою надати студентам вичерпну теоретичну базу та глибше розуміння цих двох важливих тем.

Друга частина посібника пропонує широкий спектр завдань і практичних вправ, пов'язаних із вивченням курсу. Ці завдання ретельно розподілені за тематичними розділами, відповідними структурі першої частини. Вони призначені для практичного застосування отриманих знань та навичок, сприяють закріпленню матеріалу і розвитку аналітичного мислення студентів. Задачі та завдання допомагають студентам не лише засвоїти теоретичні концепції, але й навчити їх застосовувати на практиці.

Цей навчально-методичний посібник призначений для допомоги студентам в успішному вивченні курсу "Фізика ядра та елементарних частинок" та підвищенні їхнього рівня розуміння і вміння в цій важливій області фізики.

ББК 22.3
УДК 539.12.01
© Гришук А.М.
© ЖДУ

ВСТУП

Фізика ядра та елементарних частинок - це сучасна галузь фізики, яка вивчає найбільші та найменші структури у природі, розкриває таємниці атомного та субатомного світу. Ця дисципліна виявилася дуже важливою для розуміння основних законів Всесвіту, і вона постійно розвивається завдяки новим відкриттям та дослідженням.

Давайте подорожуємо у часі та розглядаємо хронологічний шлях відкриття у фізиці ядра та елементарних частинок, починаючи з давніх часів і до сучасності.

Давні часи:

Вже в античних часах філософи і природознавці роздумували про структуру речовини та природу матерії. Демокрит (приблизно 460-370 до н.е.) висунув гіпотезу про існування атомів - найменших недільних частинок речовини.

XVII-XIX століття:

Наукові дослідження в галузі хімії та електрики привели до відкриття елементарних електрично заряджених частинок, таких як електрони та протони. Джозеф Джон Томсон відкрив електрони у 1897 році, а Ернест Резерфорд у 1911 році відкрив, що атоми містять мініатюрне, заряджене ядро.

XX століття:

1932 рік: Джеймс Чедвік відкрив нейтрони - нейтральні частинки, які також складають ядро атома.

1930-1940-ті роки: Поступово стало відомо, що ядро складається з протонів і нейтронів, але фізика ядра ще лише починала формуватися як окрема галузь.

1950-1960-ті роки: Розвиток акселераторів частинок, таких як циклотрони і синхрофазотрони, дозволив виявляти нові елементарні частинки, наприклад, піони та каони.

1960-1970-ті роки: Відкриття кварків, основних будівельних блоків баріонів та мезонів, революціонізувало розуміння структури атомного ядра та субатомного світу.

Сучасність:

Сучасна фізика ядра та елементарних частинок - це динамічна дисципліна, яка не тільки дозволяє нам зрозуміти основні закони

Всесвіту, але і має безпосереднє практичне застосування, включаючи медичинську та енергетичну галузі.

У цій методичці ми збираємося вивчити основні концепції фізики ядра та елементарних частинок, дослідити властивості атомного ядра, розглянути реакції ядерного синтезу і розпаду, а також вивчити основні елементарні частинки та їхню роль у структурі матерії.

Надіюсь ця робота допоможе студентам спеціальності 104 "Фізика та астрономія" набути відповідних компетенцій та здобути глибокі знання і розуміння важливих фізичних процесів, що відбуваються на ядерному та субатомному рівні. Вона також послужить як важливий ресурс для вчителів та викладачів, які ведуть курси з фізики ядра та елементарних частинок. Запрошуємо вас на цю захоплюючу подорож у світ фізики, де ми розкриємо перед вами найглибші таємниці матерії і Всесвіту.

ТЕОРЕТИЧНІ ОСНОВИ

1. Масштаби фізичних величин у ядерній фізиці

Ядерна фізика - це галузь фізики, яка досліджує структуру та властивості атомних ядер та елементарних частинок, а також ядерні реакції, що відбуваються в них. В цій дисципліні ми стикаємося з надзвичайно малими і надзвичайно великими значеннями фізичних величин, що вимагає розуміння їхніх масштабів для ефективного дослідження та моделювання природних явищ. Давайте розглянемо масштаби фізичних величин у ядерній фізиці.

Розмір ядра:

Ядерні реакції відбуваються на дуже малих відстанях порівняно з розміром атомів. Зазвичай радіус ядра складає лише декілька фертіметрів (1 фертіметр = 10^{-15} метрів), що робить його дуже малим у порівнянні з атомним радіусом, що становить декілька ангстремів (1 анстрем = 10^{-10} метрів).

$$\text{Відстань: } 1\text{ф} = 10^{-13}\text{ см} = 10^{-15}\text{ м}; \quad 1\text{А} = 10^{-8}\text{ см} = 10^{-10}\text{ м}.$$

Енергія внутрішнього зв'язку:

Ядра мають велику енергію внутрішнього зв'язку, яка виражається в мегаелектронвольтах (MeV). Ця енергія виникає внаслідок сильних ядерних сил, які утримують протони та нейтрони разом у ядрі. Для порівняння, енергія звільнюється у хімічних реакціях виражається в електронвольтах (eV) і зазвичай набагато менша за ядерну енергію.

$$\text{Енергія: } 1\text{eV} = 1.6 \cdot 10^{-12}\text{ ерг} = 16 \cdot 10^{-19}\text{ Дж}; \quad 1\text{keV} = 10^3\text{ eV}; \\ 1\text{MeV} = 10^6\text{ eV}; \quad 1\text{GeV} = 10^9\text{ eV}; \quad 1\text{TeV} = 10^{12}\text{ eV}.$$

Маса частинок:

Маса елементарних частинок у ядерній фізиці виражається в мегаелектронвольтах/с² (MeV/c²). Наприклад, маса протона складає приблизно 938 MeV/c². Це дуже великі маси в порівнянні з масами електронів, які становлять всього 0,511 MeV/c². Таким чином, ядерні частинки мають надзвичайно великі маси.

В якості маси використовують атомні одиниці ваги або енергію для якої справедливе наступне співвідношення:

$$E_{\text{рел}} = M \cdot c^2. \quad (1)$$

$E_{\text{рел}}$ – це повна енергія, частинки в стані спокою.

Енергія руху:

Частинки в ядерних реакціях набувають великої кінетичної енергії, оскільки їх рух описується великими швидкостями, близькими до швидкості світла (зазвичай виражається в гігаелектронвольтах - GeV). Ця енергія необхідна для подолання сильних ядерних бар'єрів та здійснення ядерних реакцій.

Якщо частинка рухається співвідношення (1) набуває вигляду:

$$E_{\text{рел}} = M \cdot c^2. \quad (2)$$

Якщо $p = 0$, ми отримуємо (1). Релятивістська кінетична енергія:

$$T = E_{\text{к}} = c\sqrt{p^2 + M^2 c^2} - Mc^2. \quad (3)$$

- Швидкість частинки v , знаходиться із співвідношення:

$$v = \frac{pc^2}{E_{\text{рел}}}.$$

Згідно теорії відносності може існувати частинка, маса спокою якої рівна 0. ($M = 0$).

Тоді,

$$E_{\text{рел}} = |p| \cdot c. \quad (5)$$

а швидкість:

$$|v| = c. \quad (6)$$

Формулу (2) можна переписати по іншому:

$$E_{\text{рел}}^2 - c^2 \cdot p^2 = M^2 c^4; \quad (7)$$

$$E_{\text{рел}}^2 - c^2 \cdot p^2 = \text{const}. \quad (8)$$

З формули (8) слідує, що якби не змінювалася швидкість частинки, її енергія буде змінюватися таким чином, щоб (8) залишалась const. (8) носить назву інтеграла руху.

Для двох частинок, які рухаються з імпульсами p, q та енергіями E_p, E_q справедливе наступне співвідношення:

$$E_p E_q - c^2 pq = \text{const}. \quad (9)$$

- Додавання швидкостей в ядерній фізиці здійснюється по Енштейнівських законах:

$$v_2 = \frac{v_1 + u}{1 + \frac{v_1 \cdot u}{c^2}}. \quad (10)$$

Час життя збуджених станів:

В деяких ядрах можуть існувати збуджені стани енергії, які розпадаються через дуже короткий час. Цей час виражається в ядерних секундах (1 ядерна секунда = 10^{-22} секунди), що є надзвичайно малим масштабом.

- Час: $1 \text{ мкс} = 10^{-6} \text{ с}; 1 \text{ нс} = 10^{-9} \text{ с}.$

Енергія зіткнень:

У великих ядерних прискорювачах частинок, таких як Великий адронний колайдер (ЛHC), частинки зіткнулися з надзвичайно високими енергіями, вираженими в термінах електронвольтів. Наприклад, енергії зіткнень у ЛHC сягають декількох теватроннів (1 тераелектрон вольт = 10^{12} eV), що в кілька разів перевищує маси елементарних частинок.

В ядерній фізиці основною фундаментальною константою є постійна Планка \hbar :

$$h = 10^{-27} \text{ ерг} \cdot \text{с},$$

$$\hbar = \frac{h}{2\pi}. \quad (11)$$

Однією з властивостей ядерного світу є нерозривний зв'язок між частинкою і хвилею (корпускулярно-хвильовий дуалізм).

\vec{k} – вказує напрямок хвилі.

$$|k| = \frac{2\pi}{\lambda}. \quad (12)$$

$$E = \hbar\omega, \quad p = \hbar k, \quad \omega = 2\pi\nu.$$

Також в ядерній фізиці застосовують апарат квантової механіки, де стан частинки в ядрі або ядра задається хвильовою функцією. Для знаходження енергії у такій системі застосовують рівняння Шредінгера:

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = H\psi,$$
$$H\psi = E\psi.$$

Розуміння цих масштабів допомагає фізикам існують і вивчати надзвичайно складні процеси, які відбуваються в атомних ядрах і субатомних частинках. Ядерна фізика змушує нас дивитися на природу на нових масштабах і розкриває перед нами найглибші таємниці фізичного світу.

2. Статистичні властивості ядер

2.1. Атомне ядро

Ядро атома відіграє важливу роль у визначенні хімічних та фізичних характеристик речовини і є його фундаментальним компонентом. Наукова галузь, відома як ядерна фізика, досліджує структуру та властивості атомних ядер, складених з протонів та нейтронів, а також вивчає ядерні реакції, які відбуваються в цих ядрах. Давайте розглянемо загальну характеристику атомного ядра:

Розміри ядра надзвичайно малі у порівнянні з розмірами атома. Ядро становить приблизно 99,95% маси всього атома.

Відкриття існування твердого ядра в атомі сталося завдяки дослідженням Ернеста Резерфорда в період між 1906 і 1912 роками, коли він вивчав пружне розсіювання частинок з дуже низькою енергією.

Виявилось, що ядро значно менше за атом, і в ньому діють сили, які назвали ядерними. Ці сили є дуже короткодійними.

Таким чином, ядро атома відіграє ключову роль у його властивостях та поведінці, і вивчення його характеристик є важливою частиною ядерної фізики.

Склад ядра:

Атомне ядро складається з двох видів елементарних частинок: протонів та нейтронів. Протони мають позитивний електричний

заряд, тоді як нейтрони є електрично нейтральними. Кількість протонів в ядрі визначає хімічний елемент, до якого належить атом, і загальна сума протонів і нейтронів відома як ядерна маса.

Розмір ядра:

Розміри атомного ядра дуже дрібні порівняно зі загальними розмірами атома. Зазвичай радіус ядра становить лише кілька фертіметрів (1 фертіметр = 10^{-15} метрів), що значно менше, ніж радіус атома.

Сильні ядерні сили:

Сильні ядерні сили, відомі також як ядерні сили, відіграють рішучу роль у утриманні протонів та нейтронів в атомному ядрі разом. Ці сили є найпотужнішими взаємодіями, які відомі в природі, і вони виникають внаслідок обміну масивними частинками, відомими як мезони. Важливо зауважити, що ці ядерні сили є визначальним чинником для стабільності ядра атома. Вони грають критичну роль у підтриманні і утриманні цілісності атомних ядер, завдяки чому атоми існують у стабільному стані.

Ядерна маса:

Ядерна маса визначається шляхом обчислення суми мас протонів та нейтронів, які знаходяться у ядрі атома. Вона виражається в одиницях маси, які значно перевищують масу електрона і зазвичай вимірюються у одиницях, таких як далтони (1 далтон приблизно дорівнює $1,66 \times 10^{-27}$ кілограмів). Ця характеристика дозволяє нам отримувати представлення про масу атомного ядра, яка часто значно більша, ніж маса електронів, що обертаються навколо нього.

Ядерна стабільність:

Ядерна стабільність визначається співвідношенням протонів і нейтронів, які складають ядро. Ядра стають стабільними, коли це співвідношення знаходиться в певних межах. В той же час, ядра, в яких співвідношення протонів і нейтронів порушено, можуть піддаватися радіоактивному розпаду. Це означає, що стабільність ядра залежить від того, як розподілені протони та нейтрони в його складі, і вона впливає на його поведінку та характеристики.

Ядерні реакції:

Ядерні реакції включають в себе два основних процеси: ядерний синтез, який означає об'єднання ядер, і ядерний розпад, коли ядра розпадаються на менші фрагменти. Ці реакції, зазвичай,

відбуваються при високих температурах і тисці, які спостерігаються в зорях, де відбувається ядерний синтез, а також під час ядерних вибухів, коли відбувається ядерний розпад. Ці процеси мають важливе значення в астрофізиці і дослідженні ядерної фізики та впливають на еволюцію зорь та поведінку атомних ядер в екстремальних умовах.

Загальна характеристика атомного ядра надає нам основне уявлення про події, що розгортаються у ядрах атомів та впливають на структуру речовини і природні явища. Ядерна фізика має вирішальне значення для розуміння джерел енергії, включаючи сонячне випромінювання та ядерні реакції, які використовуються в атомних реакторах і для створення ядерних боєприпасів.

Ядерний спектр, схожий на атомний, має характерний дискретний характер. Фізичні величини, що визначають властивості ядер, можна поділити на статичні та динамічні параметри.

Статичні величини стосуються характеристик незбуджених ядер, тобто їхнього стану в спокої. Динамічні величини, навпаки, пов'язані з процесами, що відбуваються в ядрах під час ядерних реакцій і розпаду. Розуміння і вивчення цих параметрів є важливою складовою ядерної фізики і має велике значення як у фундаментальних дослідженнях, так і в практичних застосуваннях, пов'язаних з ядерною енергією та технологіями. Важливі статичні величини:

- Величини, що характеризують склад ядра:
 Z – атомний номер;
 A – масове число.
- Механічні величини:
 $E_{зв}$ – енергія зв'язку;
 I – спин ядра;
 P – парність ядра.
- Величини, що характеризують розміри і форму ядра:
 R – радіус ядра;
 $l = \frac{\partial R}{R}$ – несферичність.
- Величини, що характеризують електромагнітні властивості ядра:

R_e – середньоквадратичний радіус розподілу заряду;

μ – дипольний момент;

Q – квадрипульний момент.

- Статистичні величини:
 τ – час життя;
 $T_{\frac{1}{2}}$ – період піврозпаду;
 $d\Omega$ – тілесний кут розсіювання;
 Θ – ефективний переріз розсіювання;
 розподіл Фермі-Дірака;
 розподіл Бозе-Ейнштейна.

2.2. Склад та будова ядер. Поняття про електронний та баріонний заряди

Протони і нейтрони: Атомні ядра складаються з двох основних типів частинок – протонів p і нейтронів. Протони мають позитивний електричний заряд, тоді як нейтрони є електрично нейтральними. Разом вони утворюють ядро атома. Маса протона і нейтрона близька між собою, і в 2000 раз більша за масу електрона

$$m_p = 1836 \cdot m_e = 1,67239 \cdot 10^{-24} \text{ г};$$

$$m_n = 1836 \cdot m_e = 1,67470 \cdot 10^{-24} \text{ г}.$$

Заряд та маса ядра: Заряд ядра визначається кількістю протонів, а маса – сумою мас протонів і нейтронів. Це важливі характеристики, що впливають на властивості атомів і їх хімічну поведінку.

Заряд $p : q = +1$, заряд електрона;

Заряд $n : q = 0$.

Ядерні сили: Для утримання протонів і нейтронів разом у ядрі відповідають ядерні сили, які є найсильнішими відомими силами в природі. Вивчення цих сил важливо для розуміння структури ядра.

Близькість мас n і p призвела до того, що їх почали називати одним словом – нуклони.

Тобто можна вважати, що p і n є однією частинкою із різним зарядовим станом. Атом електрично нейтральний, тому кількість p

рівна кількості е. Заряд ядра або кількість р позначають літерою Z. Масу ядра позначають А, кількість n позначають N.

Справедливе співвідношення:

$$A = N + Z. (1)$$

Для позначення атомів використовують наступну форму: ${}_Z X^A$

Наприклад: ${}_4 Be^9$, де Z = 4, A = 9, N = 5.

Ядра, з одним і тим ж самим Z, але різними А називаються ізотопами.

Наприклад: ${}_{92}U^{235}$ і ${}_{92}U^{238}$; ${}_1H^1$, ${}_1H^2$, ${}_1H^3$.

Ізобарами називають ядра з однаковим А, але різним Z.

Наприклад: ${}_1H^3$, ${}_2H^3$.

Ізотонами називають ядра з однаковим N, але різним Z.

Назви ізотопів водню:

${}_1H^1 - {}_1p^1$ – протій;

${}_1H^2 - {}_1D^2$ – дейтерій;

${}_1H^3 - {}_1T^3$ – тритій.

Атомний номер рівний електричному заряду Z, він є цілочисельним і строго зберігається при любых взаємодіях і перетвореннях.

Сукупність експериментальних даних показує, що крім Z зберігається ще одна величина, яку називають баріонним зарядом, позначають В. Він теж є цілочисельним і в ядерній фізиці:

$B=N$. (2)

Баріонний заряд - це квантовий числовий параметр, який визначається для баріонів, які є типом адронів (елементарних частинок, що складаються з кварків). Баріони включають протони та нейтрони, які є основними складовими атомних ядер.

Баріонний заряд визначається наступним чином:

Протон має баріонний заряд, який дорівнює +1.

Нейтрон також має баріонний заряд, але він дорівнює 0.

Баріонний заряд є збереженим параметром в сильних ядерних взаємодіях, що відповідають за сполучення кварків у баріони та мезони. Це означає, що сума баріонних зарядів зберігається в будь-якому процесі, в якому взаємодіють баріони та мезони.

Баріонний заряд є важливим поняттям в сучасній фізиці елементарних частинок та допомагає розуміти і класифікувати баріони та їхні властивості.

Збереження баріонного заряду призводить до того, що матеріал не розпадається. Розглянемо деякі цікаві факти, які стосуються величин А і Z:

- Відомі ядра зі всіма значеннями Z:

$Z = 0, 1, \dots, 108$.

- Не існує стабільних ядер із Z:

$Z = 0, 43, 61, \geq 84$.

- Відомі ядра із масою:

$A = 1 \dots 260$.

- Не існує стабільних ядер з А:

$A = 5, 8, \geq 210$.

- Властивості ядер суттєво залежать від парності Z та N. Це видно з того, що найбільш стабільні ядра із парно-парними Z та N, і менш стабільними якщо N чи Z непарне.
- При малих А стабільні ядра містять однакову кількість n і р. при $A > 210$ кількість n різко зростає для стабільних ядер
- Більшість хімічних елементів мають декілька стабільних ізотопів.

${}_{50}Sn^{112}$, ${}_{50}Sn^{114}$, ${}_{50}Sn^{115}$, ${}_{50}Sn^{116}$, ${}_{50}Sn^{117}$, ${}_{50}Sn^{118}$, ${}_{50}Sn^{120}$,
 ${}_{50}Sn^{122}$, ${}_{50}Sn^{123}$, ${}_{50}Sn^{124}$.

2.3. Енергія зв'язку ядер

Енергія зв'язку ядер, відома також як ядерна зв'язкова енергія, є основним поняттям в ядерній фізиці і грає ключову роль у розумінні структури та поведінки атомних ядер. Ця енергія описує силу, яка утримує протони та нейтрони разом у ядрі атома і визначає стабільність ядра.

Основні аспекти енергії зв'язку ядер:

Ядерний потенціал: Енергія зв'язку виникає внаслідок ядерного потенціалу, який є внутрішньою силовою зміною для нуклеонів (протонів і нейтронів). Цей потенціал є притягуючим і утримує нуклеони разом у ядрі, подолавши електричний відштовхувальний заряд протонів.

Бар'єр зв'язку: Ядерний потенціал стає все більшим зі збільшенням відстані між нуклеонами у ядрі. Це створює ядерний бар'єр, який необхідно подолати для розриву ядра. Подолання цього бар'єру веде до вивільнення енергії.

Ядерні реакції: В ядерних реакціях, таких як ядерний розпад, злиття ядер (ядерний синтез) або деліція (розщеплення), відбувається зміна структури ядра, і це супроводжується вивільненням або поглинанням енергії зв'язку.

Ядерна енергія: Вивільнена енергія зв'язку може бути використана для виробництва електроенергії у ядерних реакторах. Процеси ядерного розпаду і злиття дають велику кількість енергії, яка може бути перетворена на електричну енергію.

Енергія зв'язку ядер важлива для наукових досліджень, виробництва енергії та розуміння ядерних реакцій в природі та технології. Вона є однією з основних основ ядерної фізики і має велике значення для сучасного суспільства.

Енергією зв'язку ядер називають енергію Езв, яку необхідно надати ядру, щоб повністю його розчепити на нейтрони і протони. Енергія, яка необхідна для вибиття одного протона з ядра:

$$E_p = E_{зв}(A, Z) - E_{зв}(A=1, Z=1). \quad (1)$$

Для вибивання α – частинки необхідна енергія:

$$E_\alpha = E_{зв}(A, Z) - E_{зв}(A-4, Z-2) - E_{He}(A=4, Z=2). \quad (2)$$

Енергію зв'язку можна знайти з такої формули:

$$E_{зв}(A, Z) = (Z \cdot M_p + NM_n - M_x) \cdot c^2. \quad (3)$$

Енергія зв'язку часто вимірюється в атомних одиницях маси:

$$1 \text{ а.о.м.} = \frac{1}{12} M_{C_{12}} - \text{маси вуглецю.}$$

Наприклад: енергія взаємозв'язку α буде:

$$E_{зв}(\alpha) = (2 \cdot 1,007276 + 2 \cdot 1,008665 - 4,001523) \text{ а.о.м.} \approx 28,3 \text{ MeV.}$$

Різниця Δ між масою ядра і його масовим числом називається дефектом мас:

$$\Delta = \frac{M(Z, A)}{\frac{1}{12} M_{C_{12}} \cdot C^2} - A. \quad (4)$$

2.4. Ядерні спіни

У ядерній фізиці і частинковій фізиці поняття "ядерний спін" відноситься до внутрішньої властивості ядра атома або іншої частинки, що має ядро. Ядерний спін є квантовою величиною, яка описує обертання нуклеонів (протонів і нейтронів) навколо власної осі в ядрі. Цей спін аналогічний обертанню планети навколо своєї осі, але в ядрах атомів масштаби набагато менше.

Основні аспекти ядерного спіну:

Квантова величина: Ядерний спін є квантовою величиною і вимірюється в одиницях, відомих як "баріонні спіни" (виражені в баріонах), де одиниця спіну відповідає 1/2.

Магнітний момент: Ядерний спін викликає магнітний момент в ядрі, який може впливати на магнітні властивості атомів та молекул.

Ядерні стани: Ядра можуть мати різні ядерні стани з різними значеннями спіну. Це важливо для розуміння властивостей різних ізотопів одного і того ж елемента.

Вплив на ядерні реакції: Ядерний спін може впливати на результати ядерних реакцій, таких як ядерний розпад або злиття ядер.

Ядерний спін є важливою величиною для вивчення структури ядер і їх властивостей, і він грає важливу роль в ядерній фізиці та експериментах з використанням ядерних реакцій.

Із квантової механіки проекція спіна на вибрану вісь рівна:

$$j^2 = \hbar^2(j+1)j; \quad (1)$$

$$\begin{cases} j_n = \frac{1}{2}; \\ j_p = \frac{1}{2}; \\ j_e = \frac{1}{2}. \end{cases} \quad (2)$$

Наприклад для

${}_1D^2$	$\uparrow\uparrow = S$	$j_D = 1$	
	$\uparrow\downarrow = 0$	$j_D = 0$	
${}_2H^4$	$\uparrow\uparrow\uparrow\uparrow = 2$	$j_{He} = e$	Парагелій
	$\downarrow\downarrow\uparrow\uparrow = 1$	$j_{He} = 1$	Ортогелій
	$\uparrow\downarrow\uparrow\downarrow = 0$	$j_{He} = 0$	

Останній випадок не існує, бо він суперечить принципу Паулі.
При парному A спіні ядра завжди цілий, а при непарному A – напівцілий.

Спіни всіх парно-парних ядер, окрім ${}_2H^4$ дорівнює 0.

Спіни всіх стабільних ядер не перевищують $\frac{9}{2}$.

2.5. Магнітні дипольні моменти ядер

Магнітні дипольні моменти ядер - це фізичні величини, які визначають магнітну властивість ядер атомів. Ці моменти виникають внаслідок обертання нуклеонів (протонів та нейтронів), які складають ядро, навколо власної осі. Давайте розглянемо докладну характеристику магнітних дипольних моментів ядер:

Квантовий параметр: Магнітний дипольний момент ядра є квантовою величиною і вимірюється в одиницях ядерного магнетона (μ_N). Один μ_N відповідає магнітному дипольному моменту, який має протон (наприклад, водень-1 має μ_N).

$$E = -\vec{\mu}N \quad (1)$$

Залежність від спіну: Магнітний дипольний момент ядра прямо пов'язаний із спіном нуклеонів в ядрі. Величина моменту залежить від спінів протонів і нейтронів, а також від їхньої кількості.

Магнітний момент можна знайти через спін електрона:

$$\vec{\mu} = g\vec{j}. \quad (2)$$

g – називають гіромагнітним відношенням.

Магнітні властивості ядра: Магнітний дипольний момент визначає магнітні властивості ядра. Він може бути використаний для розуміння ядерних структурних властивостей, а також для вивчення магнітних взаємодій між ядрами атомів.

Магнітний резонанс: Магнітні дипольні моменти ядер використовуються в методах дослідження, таких як ядерний магнітний резонанс (NMR) і ядерна магнітна резонансна спектроскопія (NMR-спектроскопія), що дозволяють вивчати молекулярні та хімічні властивості речовини.

Магнітні поля в атомі: Магнітні дипольні моменти ядер створюють магнітні поля в атомах. Це має важливе значення в контексті спектроскопії і дослідження електронних оболонок атомів.

Загалом, магнітні дипольні моменти ядер грають важливу роль у фізиці ядер та їх взаємодіях з іншими частинками. Вони мають велике практичне значення в ядерній магнітній резонансній спектроскопії та магнітному дослідженні різних матеріалів і хімічних реакцій. Кожне ядро з ненульовим спіном j має магнітний дипольний момент

З 60-х років вивченням магнітного дипольного моменту і спінів ядер займається наука, яка називається дослідженням надтонкої структури ядер.

2.6. Статистика. Парність

Мікрочастинки мають статистичні характеристики, які не властиві кожній окремій частинці. Статистика в цьому контексті описує поведінку системи частинок і виникає з неможливості ідентифікації та відслідковування кожної частинки окремо.

Правило, що впливає з цієї ситуації, називається правилом тотожності частинок. За цим правилом, обмін місцями двох однакових ядер не змінює фізичну картину світу для них. Це правило дозволяє спростити розрахунки в ядерній фізиці за допомогою математичної статистики та квантової механіки.

Введемо оператор перестановки:

\hat{P}_{12} – означає, що при дії цим оператором на хвильову функцію координати першої частинки міняються місцями з координатами другої частинки.

$$\hat{P}_{12}\Psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3, \dots, \vec{r}_n) = \Psi(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3, \dots, \vec{r}_n). \quad (1)$$

З цього слідує, що оператор

$$\hat{P}_{12} = \pm 1, \quad (2)$$

$$\hat{P}_{12} = 1. \quad (3)$$

Тобто при перестановці двох однакових частинок функція міняє знак (непарна), або функція не міняє знак (парна).

Частинка підпорядковується статистиці Бозе-Ейнштейна, якщо її хвильова функція парна, тоді оператор $\hat{P} = 1$, а такі частинки будемо називати бозонами.

Частинка підпорядковується статистиці Фермі-Дірака, якщо хвильова функція є антисиметрична, тоді оператор перестановки $\hat{P} = -1$, а такі частинки називаються ферміонами:

$$\hat{P}\Psi_{m_1 m_2}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \Psi_{m_1 m_2}(\vec{r}_2, \vec{r}_1) \text{ Бозе-Ейнштейна; } (4)$$

$$\hat{P}\Psi_{m_1 m_2}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = -\Psi_{m_1 m_2}(\vec{r}_2, \vec{r}_1) \text{ Фермі-Дірака. } (5)$$

Ферміони (частинки, які підпорядковуються статистиці Фермі-Дірака) – для них справедливий принцип Паулі.

Принцип Паулі для ферміонів, включаючи атомні ядра і їх складові (протони і нейтрони), може бути сформульований так:

Два ферміона (частинки з половинним спіном) не можуть перебувати в однаковому квантовому стані із однаковими квантовими числами.

Це загальний принцип, який визначає взаємодію ферміонів із спіном 1/2, таких як електрони, протони та нейтрони, в квантових системах. Цей принцип покладає обмеження на розміщення ферміонів у квантових станах, вимагаючи, щоб їхні квантові числа (такі як спін, магнітний момент, енергія тощо) були різними, коли вони перебувають в одному і тому ж квантовому стані.

Тоді хвильова функція:

$$\Psi_{m_1 m_2}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \Psi_{m_1}^{(1)}(\vec{r}_1)\Psi_{m_2}^{(2)}(\vec{r}_2) + \Psi_{m_2}^{(1)}(\vec{r}_2)\Psi_{m_1}^{(2)}(\vec{r}_1) - \text{для бозонів; } (6)$$

$$\Psi_{m_1 m_2}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = \Psi_{m_1}^{(1)}(\vec{r}_1)\Psi_{m_2}^{(2)}(\vec{r}_2) - \Psi_{m_2}^{(1)}(\vec{r}_2)\Psi_{m_1}^{(2)}(\vec{r}_1) - \text{для ферміонів. } (7)$$

Експерименти вказують на те, що частинки з цілим спіном підпорядковуються статистиці Бозе-Ейнштейна, в той час як частинки з напівцілим спіном відповідають статистиці Фермі-Дірака.

Що стосується атомних ядер, то всі вони мають властивість збереження парності, що призводить до визначених обмежень. Ці обмеження отримали назву "правилами відбору". Функція називається парною, якщо:

$$\Psi_n(-\vec{r}_1, -\vec{r}_2, -\vec{r}_3, \dots, -\vec{r}_n) = \Psi_n(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3, \dots, \vec{r}_n). \quad (8)$$

Функція називається непарною, якщо:

$$\Psi_n(-\vec{r}_1, -\vec{r}_2, -\vec{r}_3, \dots, -\vec{r}_n) = -\Psi_n(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3, \dots, \vec{r}_n). \quad (9)$$

Введемо оператор внутрішньої парності, такі що для парної функції:

$$\hat{P} = +1;$$

для непарної функції:

$$\hat{P} = -1. \quad (10)$$

Тоді в позначеннях (10), (9), (8) переписиється:

$$\hat{P}_1, \hat{P}_2, \dots, \hat{P}_n \Psi_n(-\vec{r}_1, -\vec{r}_2, -\vec{r}_3, \dots, -\vec{r}_n) = \Psi_n(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3, \dots, \vec{r}_n) - \text{парна; } (11)$$

$$\hat{P}_1, \hat{P}_2, \dots, \hat{P}_n \Psi_n(-\vec{r}_1, -\vec{r}_2, -\vec{r}_3, \dots, -\vec{r}_n) = -\Psi_n(\vec{r}_1, \vec{r}_2, \vec{r}_3, \dots, \vec{r}_n) - \text{непарна.}$$

Правила відбору

- Парність частинки з орбітальним моментом ℓ і внутрішньою парністю \hat{P} рівна:

$$\hat{P}(-1)^\ell. \quad (13)$$

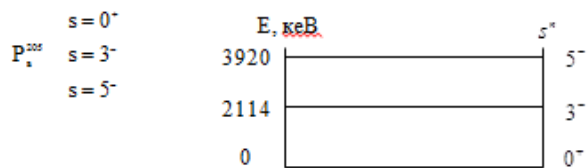
- Внутрішня парність складної системи \hat{P}_{12} , яка складається із парностей частинок \hat{P}_1 та \hat{P}_2 і орбітальним моментом ℓ рівна:

$$\hat{P}_{12} = \hat{P}_1 \hat{P}_2 (-1)^\ell. \quad (14)$$

- Парність системи із n нуклонів і орбітальним моментом ℓ_n , буде рівна $(-1)^{\ell_1 + \ell_2 + \dots + \ell_n}$.

Парність будемо вказувати знаком коло значення спіну (мал. 1).

Наприклад:



Мал. 1

3. Ядерні моделі. Класифікація ядерних моделей

Проблеми, які виникають при описі ядер:

- Проблема багатьох часток;
- Проблема поверхневого натягу.

Існують такі моделі ядер:

➤ Модель слабкої взаємодії

Модель слабкої взаємодії в ядерній фізиці є однією з ідеалізованих моделей, яка використовується для спрощеного опису взаємодії нуклонів (протонів та нейтронів) у ядрах атомів. Ось розширена характеристика цієї моделі:

Слабка взаємодія: У моделі слабкої взаємодії передбачається, що нуклони у ядрах атомів майже не взаємодіють між собою або взаємодіють дуже слабо. Це допущення дозволяє спростити математичний опис і аналіз ядерних реакцій.

Степені вільності нуклонів: Кожен нуклон (протон або нейтрон) вважається рівним і володіє своїми ступенями вільності. Це означає, що їхні взаємодії з іншими нуклонами мають обмежений вплив на їхні рухи та стани.

Детерміністичний підхід: Модель використовує детерміністичний підхід до опису ядерних реакцій, де рух нуклонів і їхні взаємодії попередньо визначаються на основі класичної механіки.

Спрощений опис структури ядра: Модель слабкої взаємодії надає спрощений опис структури ядра, не враховуючи складних квантових ефектів і розподілу спінів та парності нуклонів в ядрах.

Область застосування: Ця модель застосовується для опису ядерних процесів, таких як ядерний розпад, ядерні реакції, ізотопна аномалія та інші аспекти ядерної фізики, коли слабка взаємодія має переважаючу роль.

Обмеження моделі: Важливо зауважити, що модель слабкої взаємодії є спрощеним описом реальних ядерних процесів, і вона не враховує всіх складнощів і взаємодій, що відбуваються в ядрах атомів. Для більш точних і детальних досліджень використовуються більш складні моделі, такі як квантова хромодинаміка (QCD) і моделі ядерної структури.

➤ Модель сильної взаємодії

Модель сильної взаємодії (також відома як кваркова модель або кваркова глюонна модель) є однією з фундаментальних теоретичних моделей в ядерній фізиці і елементарній частинковій фізиці. Ця модель використовується для пояснення внутрішньої структури атомних ядер, а також для розуміння взаємодії між кварками, які є основними складовими частинками нуклонів (протонів та нейтронів). Розширена характеристика цієї моделі:

Кваркова природа нуклонів: Модель сильної взаємодії базується на ідеї, що нуклони (протони та нейтрони) складаються з менших елементарних частинок, відомих як кварки. Вона враховує трійчатість кварків (кожний нуклон складається з трьох кварків) та глюонні взаємодії між ними.

Кваркові кольори: У моделі сильної взаємодії кварки характеризуються "колірним" зарядом (не має відношення до колірного спектру). Цей кварковий "колір" використовується для пояснення силової взаємодії між кварками, що передається через глюони.

Сильна взаємодія: Модель включає в себе силу сильної взаємодії, яка відповідає за збудження та стабільність нуклонів у ядрах. Сильна взаємодія є найсильнішою з усіх фундаментальних взаємодій і діє на дуже коротких відстанях.

Складність ядерних взаємодій: Модель сильної взаємодії допомагає пояснити, як кварки взаємодіють у межах нуклонів, а також взаємодіють у мезонах і інших баріонах. Ця модель робить важливим визначення ядерних структур та мас нуклонів.

Квантова хромодинаміка (QCD): Модель сильної взаємодії є частиною теорії квантової хромодинаміки, яка надає математичний опис сильної взаємодії між кварками і глюонами. QCD є основною теорією для розуміння ядерної фізики на рівні кварків і глюонів.

Вивчення на експериментах: Модель сильної взаємодії перевіряється на експериментах, таких як дисперсійний аналіз, розсіювання високоенергетичних частинок, та інші ядерні реакції, що допомагають підтвердити або вдосконалити теоретичні моделі.

➤ **Колективна модель ядра**

а) крапельна модель ядра

Колективна модель ядра включає в себе кілька підходів до пояснення структури та властивостей атомних ядер. Одним з таких підходів є крапельна модель ядра, яка розглядає ядро як заряджену краплину рідини. Ось розширена характеристика крапельної моделі ядра:

Дрібність атомного ядра: Крапельна модель враховує той факт, що ядро атома є дуже маленьким і стиснутим у порівнянні зі зовнішньою оболонкою електронів. Ядро має радіус порядку фемтосекунд ($1 \text{ фм} = 10^{-15} \text{ м}$), тоді як атом в цілому має більший радіус через розподіл електронів.

Заряд та маса ядра: В моделі розглядається, що заряд ядра зосереджений в центральній точці, а маса розподілена в просторі навколо цього заряду.

Енергія поверхні ядра: Крапельна модель включає в себе концепцію енергії поверхні ядра. Ядро розглядається як краплина рідини з певною поверхневою енергією, яка залежить від заряду та радіуса ядра.

стабільність та розпад ядра: За допомогою цієї моделі можна пояснити стабільність деяких ядер та їхніх властивостей, таких як енергія зв'язку, і передбачити умови для радіоактивного розпаду.

Масове число та зарядове число: Крапельна модель також допомагає пояснити залежність масового числа (кількості протонів і нейтронів) та зарядового числа (кількості протонів) ядра від типу атомного елементу.

Модель властивостей легких ядер: Крапельна модель добре працює для опису властивостей легких ядер, але для більш важких ядер, де взаємодія між нуклонами стає більш складною, потрібні більш складні моделі, такі як модель сильної взаємодії.

Обмеження моделі: Важливо враховувати, що крапельна модель є спрощеною апроксимацією ядерної структури і не враховує квантових ефектів і складнощів, які відбуваються на рівні кварків і глюонів у нуклонах.

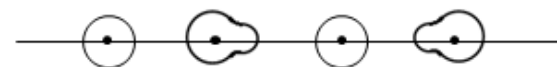
Модель ядра, яку називають крапельною, є найпростішою та дуже узагальненою уявленням. У цій моделі ядро атома розглядається як майже рідина, яка наближено має форму кулі. Для переведення ядра у збуджений стан потрібно внести енергію, яка викликає коливання цього ядра. Один із способів коливання ядра - це коливання, відоме як квадрупольний режим, або коливання з квадрупольним моментом.

квадрупольні коливання ядра (мал. 2):



Мал. 2

Слідкуючою частотою є **частота октуполя (мал. 3):**



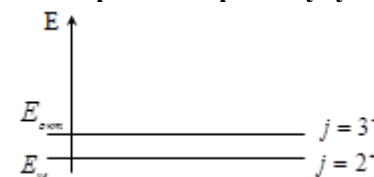
Мал. 3

Енергія таких коливань буде наступною:

$$E_{кв} = \hbar \omega_{кв} n_{кв};$$

$$E_{окт} = \hbar \omega_{окт} n_{окт}.$$

Відповідно енергетичні рівні будуть (мал. 4):



Мал. 4

Недоліком цієї моделі є бідність енергетичного спектру.

б) **Модель несферичного ядра.**

Модель несферичного ядра є однією з більш складних моделей, яка враховує той факт, що форма ядра атома може бути

відмінною від ідеальної сфери. Ось розширена характеристика цієї моделі:

Альтернативна форма ядра: Модель несферичного ядра передбачає, що форма ядра може бути відхилена від сферичної форми. Це означає, що ядро може мати еліпсоїдальну, дискову або іншу нерегулярну форму.

Деформація ізотопів: В цій моделі може бути врахована деформація ізотопів, де ядра одного ізотопу можуть мати відмінну форму в порівнянні з іншими ізотопами того ж елемента. Це відображається в зміні асиметричного розподілу ядерних нуклонів.

Розширені параметри форми: У моделі несферичного ядра вводяться додаткові параметри для опису форми ядра, такі як асиметрія та кутові параметри, які дозволяють точніше визначити форму.

Поляризація ядра: Зазвичай у моделі розглядається, як поляризація ядра впливає на енергію зв'язку між нуклонами і як вона може варіюватися залежно від форми та конфігурації ядра.

Експериментальні докази: Існують експериментальні докази, такі як розсіювання високоенергетичних частинок на ядрах, які підтверджують несферичну форму деяких ядер.

Вплив на властивості ядра: Форма ядра може впливати на його структуру, енергію зв'язку, магнітні та електричні властивості. Також вона може мати значення для розуміння різних ядерних реакцій та ядерної спектроскопії.

Загалом, модель несферичного ядра є важливим інструментом для розуміння складності ядерної структури та властивостей ядер, особливо в тих випадках, коли сферична апроксимація не є задовільною.

➤ Одночастинкова модель ядра

а) Модель оболонки без залишкової взаємодії – нуклони рухаються незалежно один від одного в полі дії центральної сили. Модель пояснює магічні числа, спіни, парність, магнітні моменти ядер.

б) модель оболонки з феноменологічним спаренням – суть моделі така ж сама, як і в попередньої, але тут вважають, що нуклони об'єднуються в пари так, щоб її сумарний спін дорівнював 0. Пояснює спіни парних і непарних ядер.

➤ Загальна модель ядра

а) Загальна модель ядра зі слабкою взаємодією – в цій моделі вважають, що ядро складається із спарених нуклонів, а для опису їх взаємодії вводять самоузгоджене поле. Дозволяє пояснити низько збуджені рівні з невеликим числом A .

б) Загальна модель із сильною взаємодією – всі нуклони рухаються в самоузгодженому полі, силовий центр цього поля має сферичну несиметричну будову, крім того сам центр може обертатися як єдине ціле.

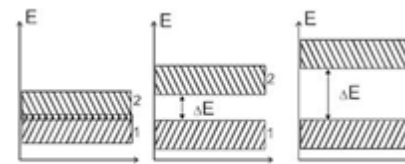
4. Одночастинкова модель ядра. Модель оболонки

В основі моделі оболонки базове припущення полягає в тому, що взаємодія між нуклонами може бути апроксимована загальним самоузгодженим полем, яке діє на всі нуклони, перетворюючи задачу взаємодії багатьох частинок на задачу про рух окремої частинки в центральносиметричному полі.

У цій моделі використовується кулонівський потенціал для опису взаємодії між нуклонами в ядрі. Крім того, для опису розташування нуклонів в енергетичних рівнях ядра враховується принцип Паулі.

Згідно з принципом Паулі, енергетичні рівні в ядрі заповнюються, починаючи з найнижчого. Це означає, що нуклони у ядрі розташовуються на різних енергетичних рівнях в порядку зростання їхніх енергій, і ця конфігурація визначає характеристики ядра та його властивості.

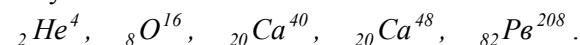
Модель оболонки в ядрах атомів ґрунтується на припущенні про використання самоузгодженого поля та використання кулонівського потенціалу для опису взаємодії між нуклонами, а також враховує принцип Паулі для розподілу нуклонів у енергетичних рівнях ядра.



Мал. 5

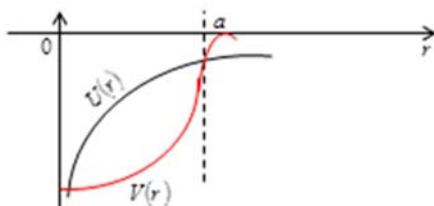
Групу енергетичних рівнів, які знаходяться близько один до одного, називають оболонкою. Для переміщення нуклону між оболонками потрібно надзвичайно багато енергії, порівняно з переміщенням всередині оболонки. Очевидно, що ядра, в яких всі нуклони повністю заповнюють оболонку, мають дуже високу стабільність. Такі особливо стійкі ядра існують і називаються "магічними". Це ядра, кількість нуклонів у яких дорівнює одному з магічних чисел: 2, 8, 20, (28), 50, 82, 126.

Є також ядра, в яких магічними є одночасно кількість протонів і кількість нуклонів. Ці ядра називаються "подвійно магічними", і їх існує п'ять.



Магічні ядра проявляють цікаві властивості, які роблять їх особливими:

Магічні ядра більш поширені у всесвіті, ніж їхні сусідні ядра. Вони мають найбільшу кількість ізотопів та ізотонів серед усіх ядер. Ядра з магічним числом нейтронів практично не поглинають нейтрони.



Мал. 6

А тепер давайте розглянемо властивості сил, які діють у ядрі. У відношенні до атома, внутрішній кулонівський потенціал у ядрі має значення, яке змінюється в залежності від відстані: він високий на малих відстанях і стає нульовим на віддаленій від центра ядра. Ядерний потенціал для важких ядер залишається стабільним всередині ядра, але різко знижується до нуля в області поза межами

ядра. У випадку легких ядер, самоузгоджений ядерний потенціал досить близький до асциляційного потенціалу. (мал. 6).

Крім цього, важливо враховувати, що нуклон (будь то протон чи нейтрон) сильніше притягується до ядра, коли його спін спрямований в тому ж напрямку, що і орбітальний момент. Ця взаємодія відома як спін-орбітальна взаємодія. Для отримання енергій нуклонів у ядрі необхідно вирішити стаціонарне рівняння Шредінгера. Враховуючи спін-орбітальну взаємодію, ми можемо зрозуміти, як нуклони взаємодіють з ядром і визначити їхні енергетичні стани в атомі.

$$H_{\text{є3}}\psi = E\psi. (1)$$

Де $H_{\text{є3}}$ називають гамільтоніаном ядерної взаємодії і він рівний:

$$H_{\text{є3}} = V(r) + U(r)\vec{S}\vec{\ell} : (2)$$

тут \vec{S} – спін нуклона;

$\vec{\ell}$ – орбітальний момент ядра;

$U(r)$ – деякий сферичний симетричний потенціал, який задають у вигляді:

$$U(r) = \epsilon \frac{\partial V(r)}{\partial r} \cdot \frac{1}{r}. (3)$$

В (3) ϵ – постійна спін-орбітальної взаємодії.

Введемо в позначення величини повного моменту кількості руху:

$$\vec{j} = \vec{s} + \vec{\ell}. (4)$$

З (4) видно, коли спіни будуть $\uparrow\uparrow$, то $j = \ell + \frac{1}{2}$.

Коли спіни будуть $\uparrow\downarrow$, то $j = \ell - \frac{1}{2}$. (5)

Давайте розглянемо класифікацію енергетичних рівнів, що описуються гамільтоніаном (2) для нуклона в ядрі. Такий нуклон характеризується чотирма квантовими числами: n, l, j, m , де: n - головне квантове число, яке визначає положення енергетичного рівня при однаковому значенні l . Чим вище значення n , тим вище рівень енергії. Він також вказує на кількість нулів у радіальній

хвильовій функції, що відображає розподіл нуклона від центру ядра. ℓ – орбітальний момент нуклона:

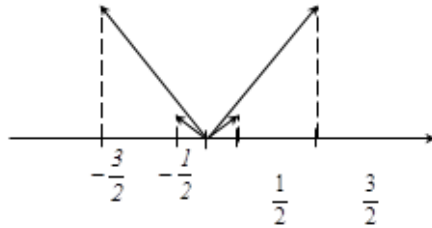
$$\ell = 0, \frac{1}{3}, \frac{2}{3}, 1, \frac{4}{3}, 2, \frac{5}{3}, \dots;$$

• j – повний момент нуклона:

$$j = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}, \dots;$$

• m_j – проекція повного моменту j на вибрану вісь. Вона приймає $2j + 1$ значень.

Нехай $j = \frac{3}{2}$, $m = -\frac{3}{2}, -\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, \frac{3}{2}$ (мал. 7).



Мал. 7

Для позначення рівнів в ядрі ми використовуємо наступну систему (див. малюнок 8):

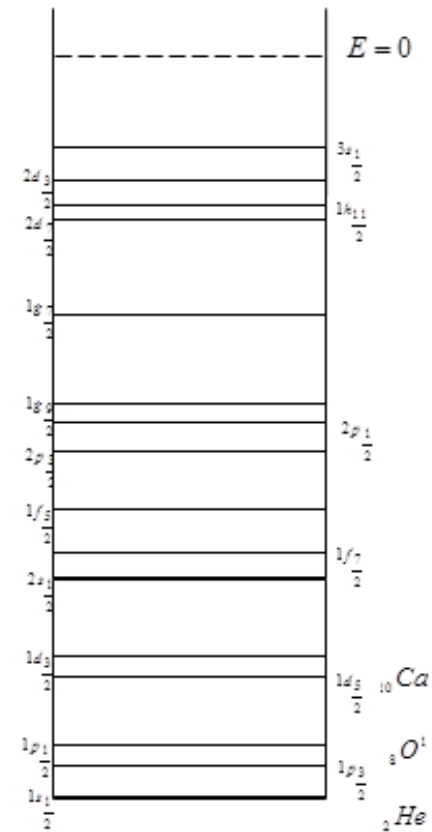
Перше число n вказує на головне квантове число, що визначає положення рівня в ядрі, при фіксованому значенні l .

Далі, за допомогою літери s або p та індексу, ми вказуємо на значення квантового числа j , яке характеризує спіни нуклона.

Важливо відзначити, що в ядрі потенціальна енергія швидко зменшується зі збільшенням відстані, тому стан $2s$ має більшу енергію, ніж стан $1p$.

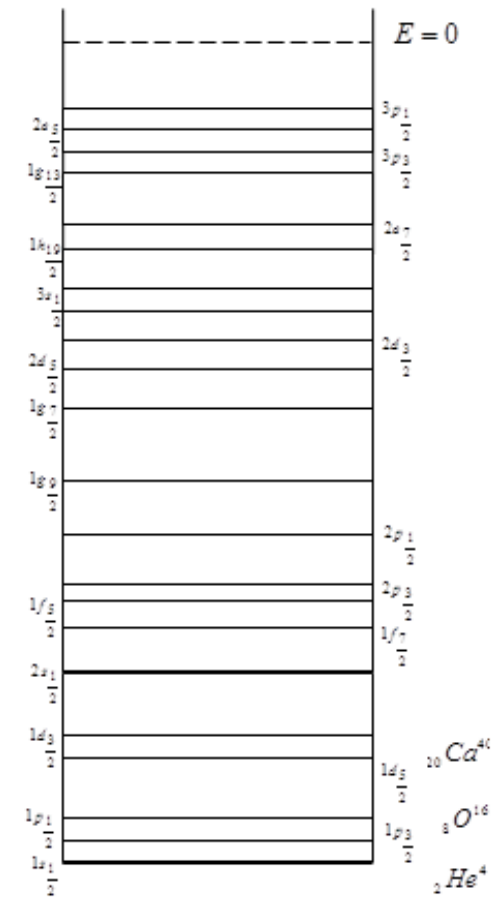
Ця модель також допомагає пояснити ядерні спіни, наприклад, у ядра з обраною назвою ${}^A_Z O^{I}$ спіни може бути позначений як $j = \frac{5}{2}^+$ (див. малюнок 9).

Протон

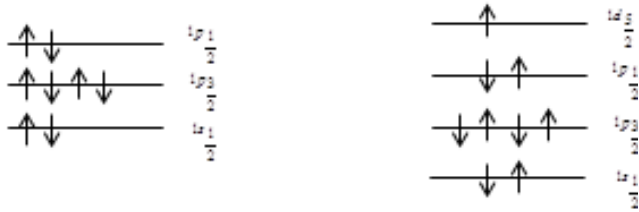


Мал. 8

Нейтрон



$$p = 8, \quad n = 9$$



Мал. 9

5. Ядерні реакції

5.1. Основні поняття та визначення

Ядерна реакція - це процес, що відбувається при зіткненні двох частинок, який супроводжується взаємодією між ними. Ця взаємодія може призвести до різних ядерних перетворень.

Диференціальний ефективний переріз розсіювання - це параметр, який використовується для опису ядерної реакції. Він вказує на ймовірність того, що при зіткненні двох частинок відбудеться ядерна реакція або розсіювання, і вимірюється в площині взаємодії частинок. Цей параметр дозволяє визначити, наскільки ефективно відбувається ядерна реакція при певних умовах зіткнення.

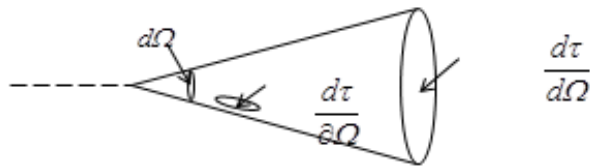
$$\frac{d\Theta}{d\Omega}$$

Тілесний кут $d\Omega = \sin\Theta d\varphi d\Theta$. (1)

Θ - азимутальний кут;

φ - полярний кут вильоту частинки.

Диференціальний переріз розсіювання відображає ймовірність того, що частинка буде відбита або розсіяна при зіткненні з мішенню (мал. 10)..



Мал. 10

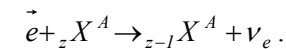
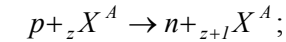
Експериментально визначену характеристикою ядерної реакції є її вихідний результат.

Виходом реакції називають кількість частинок, які були виявлені та зафіксовані в експериментальній установці.

5.2. Закони збереження в ядерній фізиці

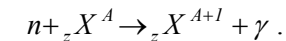
• Закон збереження заряду

Закон збереження заряду - це фізичний принцип, який стверджує, що загальний електричний заряд у системі залишається постійним від часу до часу, якщо не впливають зовнішні електричні впорядкування або електромагнітні процеси. Іншими словами, сума позитивного та негативного електричного заряду в системі залишається сталою у закритій системі без зовнішнього впливу.



• Закон збереження баріонного заряду

Закон збереження баріонного заряду - це фізичний принцип, який стверджує, що сума баріонних зарядів (зарядів баріонів, таких як протони та нейтрони) в будь-якій фізичній системі залишається постійною під час будь-яких фізичних процесів або взаємодій, якщо вони не піддаються специфічним ядерним або підрядним змінам. Цей закон підтримує інтегральний баріонний заряд як сталий параметр у фізичних системах.



• Закон збереження енергії та імпульсу

Закон збереження енергії - це фізичний принцип, який стверджує, що в узгодженій системі, в якій відсутні зовнішні енергетичні впливи, сума всіх видів енергії залишається постійною з часом. Іншими словами, енергія не може створюватися або зникати, а лише перетворюватися з одного виду в інший.

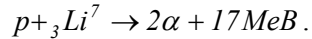
Закон збереження імпульсу - це фізичний принцип, який стверджує, що в узгодженій системі, де відсутні зовнішні сили, сума імпульсів всіх об'єктів в системі залишається постійною з часом. Це означає, що об'єкти можуть обмінюватися імпульсом між собою, але загальний імпульс системи залишається незмінним.

$$\begin{cases} E_1 + E_2 = E_1' + E_2' + \dots + E_n' - Q; \\ p_1 + p_2 = p_1' + p_2' + \dots + p_n'. \end{cases} \quad (1)$$

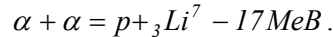
Q – енергія, яка виділяється в реакції:

$$Q = (m_1 + m_2 - m_1' - m_2' - \dots - m_n') \cdot c^2. \quad (2)$$

Якщо $Q > 0$, таку реакцію називають екзотермічною (тепло виділяється):



Якщо $Q < 0$, то реакція іде з поглинанням енергії і називається ендотермічною:



Якщо $Q = 0$, то формула (1) є енергією пружного розсіювання.

Ендотермічна реакція відбувається лише в тому випадку, коли енергія, яку має вхідна частина, перевищує певний мінімальний поріг. Цю мінімальну енергію, необхідну для початку ендотермічної реакції, називають пороговою енергією.

$$E_{\text{пор}} = |Q| \left(1 + \frac{m_1}{m_2}\right); \quad (3)$$

$$E_{\text{пор}} \approx |Q|, \text{ при } m_1 \ll m_2. \quad (4)$$

• Закон збереження моменту імпульсу

Закон збереження моменту імпульсу - це фізичний принцип, який стверджує, що в узгодженій системі, де немає зовнішніх обертальних сил, сума моментів імпульсу всіх об'єктів в системі залишається постійною з часом. Іншими словами, об'єкти в системі можуть обмінюватися моментом імпульсу, але загальний момент імпульсу системи залишається незмінним. Цей закон є важливим для розуміння руху об'єктів і обертальних процесів в фізиці.

Закон збереження парності

Закон збереження парності - це фізичний принцип, який стверджує, що в деяких фізичних процесах або взаємодіях, певні параметри або характеристики системи залишаються незмінними при взаємодії частинок. Зокрема, цей закон стосується парності, яка може бути парною (позитивною) або непарною (від'ємною). Закон збереження парності означає, що парність системи залишається

сталою під час деяких фізичних процесів, таких як певні ядерні реакції або розпади частинок.

5.3. Властивості ядерних реакцій

При одних і тих же початкових умовах реакція може йти декількома способами

$$p + {}_3\text{Li}^7 = \begin{cases} {}_3\text{Li}^7 + p - \text{пружне розсіювання}; \\ {}_3\text{Li}^7 + p - \text{непружне розсіювання}; \\ \alpha + \alpha - \text{ядерна реакція}; \\ \alpha + \alpha + \gamma. \end{cases} \quad (1)$$

Кожен кінцевий стан у реакції, де частинки розсіюються, може бути розглянутий як окремий канал реакції. Коли частинки розсіюються, але не зазнають зміни енергії, цей канал називається "пружним каналом". У випадку, коли енергія частинки менша за певний критичний поріг, такий канал називається "закритим каналом". Кожному з цих каналів реакції може бути притаманний свій ефективний переріз, який вказує на ймовірність розсіювання частинок в цьому каналі.

$\delta_{\text{пр}}$ – ефективний переріз пружного розсіювання;

$\delta_{\text{непр}}$ – ефективний переріз не пружного розсіювання.

$\delta_t = \delta_{\text{пр}} + \delta_{\text{непр}}$ – повний ефективний переріз. (2)

В квантовій механіці було показано, що ефективний переріз такої реакції:

$$a + A \rightarrow e + B, \quad (3)$$

$$\text{буде рівний } \delta_{ae} = \left| \overrightarrow{I_{ae}} \right|^2 \frac{p_e^2}{v_a^2 v_e^2} \cdot (2j_e + 1)(2j_B + 1), \quad (4)$$

де $\overrightarrow{I_{ae}}$ – матричний елемент переходу або амплітуда ймовірності;

v_a і v_e – швидкості частинок а і в;

p_e – імпульс частинки в;

j_e і j_B – спіни частинок в і В.

Реакція (3) може йти через зіставне ядро:

$$a + A \rightarrow c + v + B. (5)$$

Зіставне ядро - це гіпотетичне ядро, яке має ту саму кількість протонів і нейтронів, що і ядро іншого хімічного елементу, але належить до іншого ізотопу цього елементу. Зіставні ядра використовуються в ядерних реакціях і дослідках для вивчення властивостей інших ядер і отримання нових ядерних ізотопів. Говорити про зіставне ядро можна тоді, коли час реакції $\tau > 10^{-21}$ сек.

6. Радіоактивність

6.1. Поняття радіоактивності

Ядра, які протягом певного періоду часу самостійно розпадаються та викидають частинки, називаються радіоактивними, а сам процес цього розпаду відомий як радіоактивність. Ядра, які не піддаються такому саморозпаду, називаються стабільними.

Відкриття радіоактивності в 1896 році приписується французькому фізику Анрі Беккерелю (Henri Becquerel). Це відкриття стало результатом його експериментальних досліджень з вивчення властивостей фосфоресценції, яка була добре відома на той час.

Беккерель проводив свої дослідження з використанням селенового сульфіду (на той час це був відомий фосфоресцентний матеріал), який він використовував для вивчення впливу сонячного випромінювання на фосфоресценцію. В ході своїх експериментів Беккерель наткнувся на цікавий факт: він помітив, що пластина селенового сульфіду, яку він використовував для своїх досліджень, автоматично втрачала свою фосфоресцентну властивість, коли її зберігали в темряві.

Беккерель припустив, що це може бути пов'язано зі сонячним випромінюванням, яке впливало на селеновий сульфід. Щоб перевірити цю гіпотезу, він провів серію експериментів, розміщуючи селеновий сульфід на фотопластинках для реєстрації слідів випромінювання. Однак настав місячний період, коли сонце було приховано за хмарами, і Беккерель був вимушений відкласти свої дослідження на деякий час.

Після того, як він повернувся до своїх експериментів і використав захисну упаковку, він виявив, що фотопластинки все ще були засмагнуті, навіть при відсутності сонячного світла. Це свідчило

про те, що селеновий сульфід самостійно випромінював радіоактивне випромінювання, яке засмагало фотопластинки.

Таким чином Анрі Беккерель відкрив радіоактивність, виявивши, що певні речовини можуть самостійно випромінювати радіоактивне випромінювання без зовнішнього стимулювання. Цей відкритий процес послужив початком подальших досліджень в області радіоактивності і привів до розуміння ядерної природи цього явища.

Важливо відзначити, що процес радіоактивності завжди супроводжується виділенням енергії (екзотермічний процес).

$$M_i c^2 = M_f c^2 + \sum_s M_s c^2 + E. (1)$$

M_i – маса спокою;

M_f – маса спокою дочірнього ядра;

M_s – маса спокою уламков.

Основоположниками вивчення радіоактивності є сімейство Кюрі.

Сімейство Кюрі - це видатна наукова династія, яка має величезний внесок у вивчення радіоактивності і ядерної фізики. Сімейство Кюрі складалося з видатних фізиків і хіміків, серед яких Марія Кюрі, П'єр Кюрі, Ірене Кюрі та Фредерік Жоліо-Кюрі. Ось деякі ключові моменти їх досліджень:

Марія та П'єр Кюрі: Марія і П'єр Кюрі здійснили перший важливий внесок у вивчення радіоактивності. У 1898 році вони вивчали властивості радіоактивних речовин, таких як польоній і радій, і визначили, що ці речовини випромінюють радіоактивне випромінювання без зовнішнього стимулювання. Вони також назвали цей процес "радіоактивність".

Марія Кюрі: Марія Кюрі була першою жінкою, яка отримала Нобелівську премію, і її робота в області радіоактивності є легендарною. Вона продовжила дослідження радіоактивних речовин і відкрила два нових радіоактивних елементи - полоній і радій. Вона також розробила методику для визначення концентрації радіоактивних речовин, що стала важливою для медицини і промисловості.

Ірене Кюрі і Фредерік Жоліо-Кюрі: Донька Марії та П'єра Кюрі, Ірене Кюрі, разом з чоловіком Фредеріком Жоліо-Кюрі також зробила значний внесок у вивчення радіоактивності. Вони отримали Нобелівську премію за відкриття нових радіоактивних ізотопів, а також за їхню роль у медицині і біології.

Сімейство Кюрі внесло величезний внесок у розвиток науки і розуміння радіоактивності. Вони стали символами наукового дослідження і відкриттів у цій області і продовжують бути джерелом натхнення для науковців по всьому світу.

6.2. Закони радіоактивного розпаду

Нехай маємо N атомів, і нехай λN атомів розпадеться. Тоді λ ми будемо називати постійну радіоактивного розпаду, а λN – активністю A .

$$A = \lambda N \quad (1)$$

Одиниці активності:

$$1 \text{ кюрі} = 3,7 \cdot 10^{10} \frac{\text{розп}}{\text{с}};$$

$$1 \text{ резерфорд} = 10^6 \frac{\text{розп}}{\text{с}}.$$

Основною характеристикою λ є те, що вона не залежить від часу. Нехай в момент часу t з N атомів розпадеться dN атомів:

$$dN = -\lambda N dt. \quad (2)$$

Знак « \rightarrow » в (2) вказує на те, що кількість радіоактивних ядер зменшується.

Проігноруємо (2):

$$\int \frac{dN}{N} = -\lambda \int dt;$$

$$\ln N = -\lambda t + \ln N_0;$$

$$N = N_0 e^{-\lambda t}, \quad (3)$$

де N_0 – це кількість радіоактивних ядер в момент часу $t = 0$.

Також з аналізу (1), (2) слідує, що активність

$$A = -\frac{dN}{dt}. \quad (4)$$

Через величину λ в формулі (3) визначимо період піврозпаду та середній час ядра.

Для цього у формулу (3) підставимо:

$$N = \frac{N_0}{2}, \quad t = T_{1/2}; \quad (5)$$

$$\frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\lambda T_{1/2}};$$

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda}. \quad (6)$$

Для знаходження часу життя введемо спочатку ймовірність того $\omega(t)$, що частинка існує в момент часу $t = 0$ і в момент часу t .

Тоді – $d\omega$ – це буде ймовірність розпаду частинки у час $(t, t + dt)$:

$$d\omega = -\lambda \omega dt, \quad (7)$$

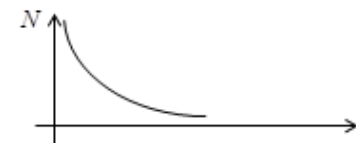
$$\int \frac{d\omega}{\omega} = -\lambda \int dt,$$

$$\omega = \omega_0 e^{-\lambda t}, \quad \omega_0 = 1, \quad (8)$$

$$\omega(t) = e^{-\lambda t}. \quad (9)$$

(9) містить повний опис статистичного розподілу ймовірності $\omega(t)$ розпаду.

Інакше $\omega(t)$ називають ще функцією розподілу радіоактивності (мал. 11).



Мал. 11

$$I = \int_0^{\infty} t(-d\omega) = \int_0^{\infty} \lambda t \omega dt \stackrel{(9)}{=} \lambda \int_0^{\infty} t e^{-\lambda t} dt = \frac{1}{\lambda}. \quad (10)$$

Порівнюючи (10) і (6) період піврозпаду:

$$T_{\frac{1}{2}} = \tau \ln 2 \approx 0,69\tau. \quad (11)$$

6.3. Альфа-розпад

Альфа-розпад - це радіоактивний розпад, в ході якого радіоактивне ядро випускає альфа-частинку (яка складається з двох протонів і двох нейтронів) і перетворюється на нове ядро. Явище альфа-розпаду характеризується такими основними характеристиками:

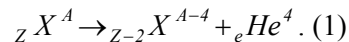
Альфа-частка: У випадку альфа-розпаду ядро випускає альфа-частинку, яка складається з двох протонів і двох нейтронів. Ця частинка є дуже стабільною і має велику масу порівняно з іншими елементарними частинками.

Зміна хімічного елементу: Внаслідок альфа-розпаду первісне ядро перетворюється на нове ядро, ізоотоп якого належить до іншого хімічного елементу. Отже, альфа-розпад впливає на хімічні властивості матеріалу.

Зменшення маси ядра: Після випуску альфа-частинки маса ядра зменшується. Це відбувається відповідно до відомої релятивістської рівняння маси-енергії Ейнштейна, де маса інерції перетворюється в енергію випуску альфа-частинки.

Видача енергії: Внаслідок альфа-розпаду випускається енергія, яка може бути використана для різних досліджень і застосувань.

Закон збереження заряду і імпульсу: Закони збереження заряду і імпульсу залишаються справедливими в ході альфа-розпаду, оскільки альфа-частинка несе з собою заряд і має імпульс. При цьому атомна маса ядра зменшується на 4 одиниці, а заряд на 2 одиниці.



Ядро ${}_Z X^A$ називається материнським ядром, ${}_2 He^4$ - називається материнським ядром.

${}_{Z-2} X^{A-4}$ називається дочірнім ядром.

Властивості α - розпаду:

- α - розпад іде тільки у важких ядрах для $Z \geq 82$. Існує також група легких ядер, які α - радіоактивні при $A = 140 \div 162$.

Самий легкий з цієї групи ${}_{82} Ce^{142}$.

Також α радіоактивним є ${}_{4} Be^8$ ($T_{42} = 3 \cdot 10^{-16} c$).

- Період піврозпаду радіоактивних ядер варіюється в широких межах. Наприклад:

$${}_{82} Pb^{104}, T_{\frac{1}{2}} = 1,4 \cdot 10^{17} \text{ років.}$$

$${}_{86} Rn^{215}, T_{\frac{1}{2}} = 10^{-6} c.$$

Крім того енергія α - частинок для важких ядер змін $4 \div 9 MeV$; для легких ядер $2 \div 4,5 MeV$.

Період напіврозпаду значно варіюється залежно від енергії α -частинок. У 1922 році Гейгером та Неттлом було встановлено експериментальну залежність:

$$\log T_{112} = C + \frac{D}{\sqrt{E}}, \quad (2)$$

де C і D - це const, які не залежать від активності ядра Z;

E - це енергія.

Закон (2) чітко виконується для парно-парних ядер.

- α - частинки, що вилітають з ядер одного сорту мають однакову енергію.

Подробні дослідження вказують на те, що спектр енергій цих ядер має складну структуру.

Для того, щоб відбувався альфа-розпад, цей процес повинен бути енергетично можливим. Іншими словами, енергія, необхідна для утворення нового ядра, повинна бути меншою за суму енергій дочірнього ядра та альфа-частинки.

$$\Delta E = E_{Z-2, A-4} + E_{\alpha} - E_{Z, A}. \quad (3)$$

Умова (3) каже, якщо $\Delta E < 0$ - α - розпад не можливий, $\Delta E > 0$ - можливий.

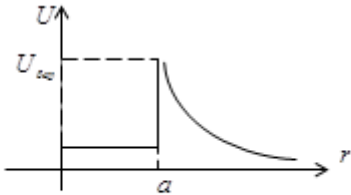
$E_{\alpha} = 28 MeV$, тобто по $7 MeV$ на нуклон.

Для ядер з низьким атомним номером, на кожний нуклон припадає мало заряду, що означає, що альфа-розпад (α -розпад) неможливий.

У випадку атомів з великим атомним номером, коли атоми стають важкими і мають велику кількість протонів, електростатичне відштовхування між протонами призводить до того, що енергія

зв'язку виявляється меншою за порогову енергію α -розпаду, і тому такі важкі ядра можуть бути радіоактивними..

Давайте спробуємо розглянути, як змінюється час напіврозпаду в залежності від енергії. Для цього розглянемо, як виглядає потенційна енергія альфа-частинки, яка знаходиться в межах ядра та навколо нього (див. малюнок 12).



Мал. 12

Внаслідок короткодійних ядерних сил, коли α -частинка виходить за межі ядра, на неї діє сила відштовхування Кулона. У межах ядра ми можемо вважати, що α -частинка існує, і її потенціальна енергія залишається сталою. Якщо ми зобразимо ці дві енергії на графіку, то можемо спостерігати, що залежність енергії для α -частинки матиме форму потенційного бар'єру.

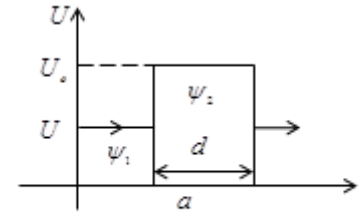
Можна оцінити висоту цього потенційного бар'єру, використовуючи закон Кулона, і ця висота рівна... (доповніть відповідь відповідно до вашого тексту). $U_{бар} \approx 30 MeV$.

Енергія α -частинок змінюється від 4 до 9 MeV. Згідно принципів теорії механіки α -розпад не можливий.

Тобто, щоб знайти залежність піврозпаду від енергії треба використати квантову механіку.

Розглянемо квантову α -частинку, що має енергію 4 ÷ 9 MeV, і ця енергія набагато менша висоти потенційного бар'єру.

Відповідно до принципів квантової механіки, частинка може покинути ядро завдяки явищу, яке називається тунельним ефектом. Для розв'язання нашої задачі ми використовуємо наближення прямокутного бар'єру. (мал. 13).



Мал. 13

В такій системі α -частинка описується хвильовою функцією Де-Бройля.

В середині ями хвильова функція:

$$\psi_1(r) = ce^{\frac{i}{\hbar}pr} = ce^{\frac{i}{\hbar}\sqrt{2mE}r} \quad (1)$$

Хвильова функція в бар'єрі:

$$\psi_2(r) = ce^{-\frac{1}{\hbar}\sqrt{2m(U_0-E)}r} \quad (2)$$

Ймовірність того, що наша α -частинка пройде потенціальний бар'єр рівна:

$\left| \frac{\psi(R+d)}{\psi(R)} \right|^2$, де R – радіус ядра, d – товщина потенціального бар'єру;

$$\left| \frac{\psi(R+d)}{\psi(R)} \right|^2 = e^{-\frac{2}{\hbar}\sqrt{2m(U_0-E)}d} \quad (3)$$

Коефіцієнт проходження через бар'єр буде:

$$D = e^{-\frac{2}{\hbar} \int \sqrt{2m(U_r - E)} dr} \quad (4)$$

В 4 межі інтегрування є межі бар'єру. Якщо розрахувати постійну розпаду:

$$\lambda = \frac{v}{R} D, \quad (5)$$

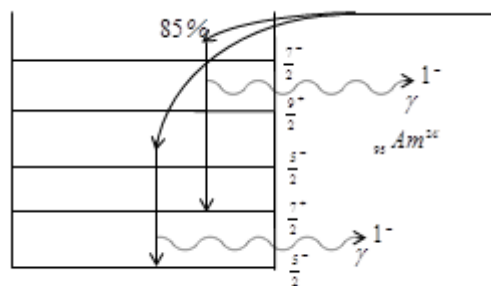
$$T_{\frac{1}{2}} = \frac{\ln 2}{\lambda} = 10^8 \text{ років.} \quad (6)$$

З рівнянь (5) і (6) очевидно, що період напіврозпаду має значну залежність від радіуса ядра і ширини потенційного бар'єру. Це відбувається через той факт, що R входить як в межі інтегрування, так і в коефіцієнт перед D у рівнянні (5).

Також видно, що при малій зміні енергії, показник енергії (4) швидко змінюється. При постійній λ α -частинки з більшою енергією (9MeV) будуть вилітати швидше, ніж α -частинки з енергією 4MeV .

Тобто, якщо ядро розпадається на α -частинки з енергією 4MeV , то воно жити буде практично вічно.

Розглянемо як змінюється парність і момент імпульсу ядра при α -розпаді (мал. 14).



Мал. 14

При розпаді A_m на N_p , який знаходиться в непарному стані, може розпастись в стан з «-» парністю. Найбільша ймовірність розпаду буде проходити по каналу із стану $-\frac{7}{2}$ в стан $-\frac{7}{2}$ (спін не міняється), з меншою ймовірністю із стану $-\frac{7}{2} \rightarrow -\frac{5}{2}$.

Дані N_p , який буде знаходитися в збудженому стані $-\frac{7}{2}$ або $-\frac{5}{2}$, може перейти в основний (або I збуджений) з іншою парністю, випроменивши γ - квант з тією ж самою парністю.

6.4. Бета – розпад

Бета-розпад - це один з типів ядерних реакцій, в якому протони або нейтрони у ядрі перетворюються на інші частинки під викидом електрона (бета-мінус) або позитрона (бета-плюс). Цей процес супроводжується зміною типу ядра і може відбуватися в стабільних атомах або ядрах радіоактивних елементів.

Основні характеристики бета-розпаду включають:

Типи бета-розпаду: Існують два основних типи бета-розпаду: бета-мінус (β^-) і бета-плюс (β^+). У бета-мінус розпаді протон перетворюється на нейтрон, супроводжуючись викидом електрона та антинейтрино. У бета-плюс розпаді нейтрон перетворюється на протон, випускаючи позитрон та нейтрино.

Масовий дефект: Під час бета-розпаду відбувається перетворення маси частинок у енергію відповідно до відомої рівняння Ейнштейна, $E=mc^2$. Масовий дефект є основним індикатором внутрішньої енергії, що вивільняється під час розпаду.

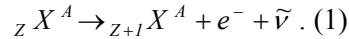
Електронні та позитронні субпродукти: В бета-мінус розпаді викидається електрон (або бета-мінус), а в бета-плюс розпаді - позитрон (або бета-плюс).

Нейтрино і антинейтрино: У бета-розпаді викидаються нейтрино (у випадку β^-) або антинейтрино (у випадку β^+), які є безмасовими та електрично нейтральними частинками. Ці нейтрино були вперше виявлені в експериментах, спрямованих на визначення бета-розпадів.

Зміна типу ядра: Бета-розпад призводить до зміни типу ядра, оскільки кількість протонів і нейтронів у ньому змінюється. Нове ядро буде мати різний хімічний елемент, але буде мати ту саму масову число.

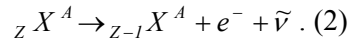
Період напіврозпаду: Бета-розпад характеризується періодом напіврозпаду, який вказує на час, протягом якого половина ядер даного типу розпадеться. Цей період може варіюватися від дуже короткого (фракції секунди) до великого (мільярди років) залежно від типу бета-розпаду і конкретного ядра β^- – розпад

При β^- – розпаді атомна маса ядра не змінюється, а змінюється атомний заряд на $+1$, з утворенням e^- та $\bar{\nu}$ (актинейтрино):



- β^+ – розпад

В процесі β^+ – розпаду ядро зменшує свій заряд на 1 і утворюється античастинка електрона, яку називають позитроном та нейтрино:

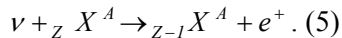
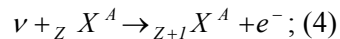


- К – захоплення

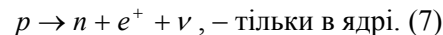
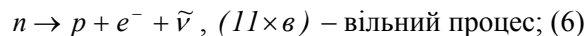
Захоплення К - це процес, який відбувається в тих атомних ядрах, де електронні оболонки наближаються до зовнішньої границі ядра. Найнижча з електронних оболонок в атомі називається оболонкою К. Якщо ядро має дуже великий позитивний заряд (ознака з ядерної притягальної сили), то воно може витягти електрон із оболонки К, зменшуючи свій власний позитивний заряд на одиницю, і при цьому випускається нейтрино. $e^- + {}_Z X^A \rightarrow {}_{Z-1} X^A + \nu$. (3)

- Окреме місце в реакціях β – розпаду займають реакції з нейтрино.

Ймовірність такого процесу низька, але не 0.



Основною характеристикою β розпаду є його зумовленість слабкою взаємодією, яка відзначається низькою інтенсивністю. Тому час життя радіоактивних ядер є значно великим. β розпад є внутрішньоядерним процесом, і всі реакції (1) - (5) можуть бути пояснені такими внутрішньоядерними процесами.



Реакції типу (1), (6) можуть відбуватись в ядрах з великою кількістю n.

Реакції (2), (7) можуть відбуватись в ядрах з великою кількістю p.

β – розпад може спостерігатися в усіх ядрах з будь-яким A .

Розглянемо процес К-захоплення, при якому з ядра видаляється лише одна частинка - нейтрино, і енергія передається ядру. Цю передану енергію називаємо енергією віддачі.

Запишемо закон збереження імпульсу для К – захоплення:

$$0 = p_A + p_\nu. \quad (8)$$

Закон збереження енергії:

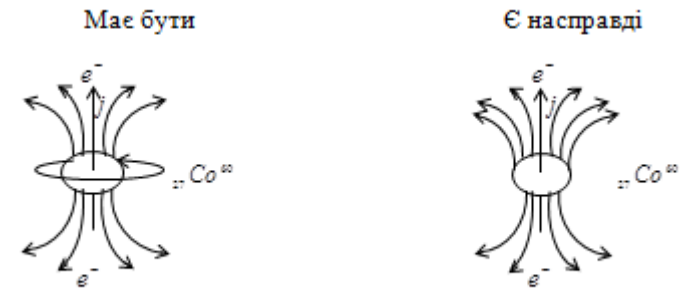
$$cp_\nu + \frac{p_A^2}{2M_A} = E, \quad (9)$$

де M_A – маса ядра, а E – енергія, що виділяється при розпаді.

$$E_{\text{від}} = \frac{p_A^2}{2M_A} = \frac{E^2}{2M_A c^2}. \quad (10)$$

(10) – енергія, яка надається атому під час захоплення електрона з К – оболонками. Це енергія розсіюється потім атом на кристалічній ґратці речовини.

- Розглянемо порушення парності під час β – радіоактивного розпаду (мал. 15).



Мал. 15

Порушення парності під час бета-розпаду ядра кобальту - це явище, пов'язане зі зміною парності, або паритету, під час такого радіоактивного розпаду. Давайте розглянемо це явище детальніше.

Парності, або паритет, є фізичною величиною, яка вказує на симетрію системи відносно обертання чи відображення. В квантовій механіці, паритет може бути визначено для будь-якого стану чи частинки і може бути "парним" ($P = +1$) або "непарним" ($P = -1$). Під

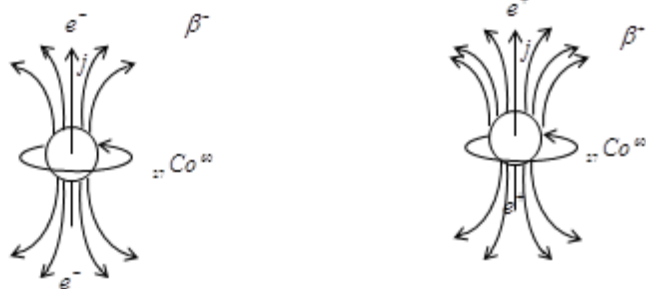
час бета-розпаду ядра кобальту відбувається зміна паритету. У звичайному стані, ядро кобальту-60 (^{60}Co) має паритет $P = +1$, що вказує на парність. Під час бета-розпаду, один з нейтронів в ядрі перетворюється в протон, емітуючи електрон і антинейтрино. Ця зміна нуклонного складу призводить до зміни паритету ядра.

Після бета-розпаду ядро кобальту-60 перетворюється в ядро нікелю-60 (^{60}Ni). В ядрах нікелю, паритет змінюється на $P = -1$, що вказує на непарність. Отже, порушення парності відбувається під час цього процесу.

Це порушення парності є важливим явищем в фізиці елементарних частинок і допомагає в розумінні сильної, слабкої та електромагнітної взаємодії між частинками в ядрах. Такі дослідження сприяють подальшому розвитку фізики ядерних реакцій та допомагають розуміти внутрішню структуру атомних ядер.

Іншими словами, у випадку бета-розпаду не зберігається парність, яка визначається як інваріант простору. Така парність порушується в цьому процесі і була б суперечливою для теорії відносності Ейнштейна, якщо б враховувався простір, а не простір-час.

Експериментально було виявлено, що замість парності зберігається так звана СРТ-парність. Це означає, що для збереження закону парності в разі заряджених частинок необхідно не лише змінювати координати (x на $-x$) та імпульси (p на $-p$) частинки, але також замінювати частинку на її античастинку. (мал. 16).



СРТ - парність

Мал. 16

6.5. Радіоактивні ряди і трансуранові елементи

Всі важкі ядра з $A > 209$ є нестабільним відносно α – розпаду, за чухонку збільшення сили електростатичного відштовхування в ядрі.

Якщо, масове число $A > 209$, то ядро переходить в стабільний стан, шляхом в декілька розпадів, проте не всі ядра будуть α – радіоактивними.

Радіоактивні ряди – це послідовності радіоактивних речовин, які утворюються в результаті послідовних радіоактивних розпадів одних ядерних видів в інші. Ці ряди виникають внаслідок послідовного розпаду батьківських радіоактивних ядер у дочірні радіоактивні ядра, а далі у їхні нащадки, і так далі. У результаті цього процесу утворюється ланцюжок радіоактивних ядер, який може мати велику кількість елементів.

Серед найвідоміших радіоактивних рядів можна виділити такі:

Ряди урану: Уран-238 і уран-235 є початковими ядрами для двох великих радіоактивних рядів. Уран-238 розпадається послідовно у радон-222, полон-218 і так далі, утворюючи радіум-226, а вже той утворює радон-222, і так далі. Уран-235 також має свій власний радіоактивний ряд.

Ряди торію: Торій-232 є початковим ядром для радіоактивного ряду, який включає актиній, радіум, радон і багато інших ядер.

Ряди актинію: Актиній-235 і актиній-238 також мають власні радіоактивні ряди.

Кожен із цих радіоактивних рядів має свої унікальні властивості та специфічні послідовності радіоактивних розпадів. Деякі ізотопи, які утворюються в радіоактивних рядах, мають практичне застосування, наприклад, в ядерній енергетиці або в медицині для радіотерапії та інших медичних процедур.

Важливо відзначити, що радіоактивні ряди можуть бути вкрай тривалими, і деякі ізотопи у них можуть мати дуже великі періоди напіврозпаду, вимірювані у мільйонах або навіть мільярдах років. Це робить їх корисними інструментами для вивчення геологічних та космічних процесів, які відбуваються на дуже великих просторових та часових шкалах.

Приклади чотирьох радіоактивних рядів

Ряд	Найбільш живучий елемент	Період напіврозпаду $T_{\frac{1}{2}}$
$A = 4n$	${}_{90}\text{Th}^{232}$	$1,4 \cdot 10^{10} p$
$A = 4n + 2$	${}_{92}\text{U}^{238}$	$4,5 \cdot 10^9 p$
$A = 4n + 3$	${}_{92}\text{U}^{235}$	$7 \cdot 10^8 p$
$A = 4n + 1$	${}_{90}\text{Np}^{232}$	$2,2 \cdot 10^6 p$

Трансуранові елементи - це елементи, які мають атомні номери (заряд числа ядра) більше, ніж атомний номер урану (92). Оскільки такі елементи не існують природно, їх потрібно створювати в лабораторних умовах шляхом ядерних реакцій.

Ось загальний процес отримання трансуранових елементів:

Підготовка мішені: Спочатку створюється мішень, яка містить атоми елемента з меншим атомним номером (зазвичай урану, плутонію або нейтрону). Ця мішень розміщується в ядерному реакторі або в учасниках бомбардування частинками в ядерних прискорювачах.

Облучення: Мішень піддається інтенсивному потоку нейтронів або інших заряджених частинок. Під час облучення атоми у мішені "захоплюють" нейтрони і перетворюються в атоми інших елементів, включаючи трансуранові елементи.

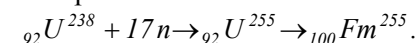
Детекція і виділення: Після облучення мішень важко знайти трансуранові елементи через їхню низьку концентрацію в суміші із стартовими матеріалами та іншими продуктами реакції. Тому детектори ядерної радіації використовуються для ідентифікації і вимірювання нових елементів.

Ізоляція і відділення: Виявлені трансуранові елементи ізолюються від решти продуктів реакції та інших забруднюючих речовин. Цей процес може бути дуже складним через схожість властивостей нових елементів з іншими вже відомими елементами.

Підтвердження і дослідження: Отримані трансуранові елементи піддаються подальшому вивченню, інтенсивним дослідженням та аналізу для визначення їхніх характеристик і властивостей.

Важливо відзначити, що отримання трансуранових елементів вимагає великих енергетичних витрат і спеціалізованого обладнання, і процес є складним і дорогим. Також, більшість трансуранових елементів є дуже нестабільними і піддаються радіоактивному розпаду з відносно короткими періодами напіврозпаду.

Ось приклад реакції для отримання трансуранового елемента Фермію, який одержують шляхом бомбардування атома урану сімнадцятьма нейтронами:



6.6. γ – випромінювання ядер. Ефект Мессбауєра

Гамма-випромінювання з точки зору ядерної фізики - це вид електромагнітного випромінювання, який виникає в результаті переходу ядра атома зі стану вищої енергії на стан нижчої енергії. Гамма-фотони, що складають гамма-випромінювання, мають високу енергію та коротку довжину хвилі і несуть інформацію про енергетичний рівень та структуру ядра.

Основні характеристики гамма-випромінювання в ядерній фізиці:

Енергія фотонів: Гамма-фотони мають високу енергію, зазвичай вимірювану в мегаелектронвольтах (MeV) або кількох десятках кілоЕВ. Ця велика енергія свідчить про їхню високу проникаючу здатність і здатність проникнути через багато матеріалів, включаючи метали та бетон.

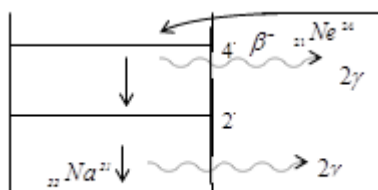
Довжина хвилі: Гамма-фотони мають коротку довжину хвилі, що вказує на їх високу частоту. Це також зумовлює їхню велику енергетичну потужність та здатність проникати в глибокі шари матеріалів.

Джерела гамма-випромінювання: Гамма-випромінювання виникає внаслідок різних процесів, таких як радіоактивний розпад атомних ядер, ядерні реакції та інші ядерні процеси. Гамма-фотони можуть також бути створені штучно в лабораторних умовах за допомогою спеціальних джерел, таких як гамма-променеві джерела.

Застосування: Гамма-випромінювання має широкий спектр застосувань у науці та промисловості. Воно використовується для діагностики матеріалів, лікування раку в рамках радіотерапії, контролю рівнів радіації та радіаційного захисту, а також в ядерній фізиці для вивчення структури та властивостей ядер.

Гамма-випромінювання є важливим об'єктом дослідження в ядерній фізиці та радіаційній безпеці, і його вивчення допомагає розуміти ядерні процеси, вплив радіації на матеріали та живі організми, а також розробляти нові технології та методи дослідження.

γ – випромінювання спостерігається у ядер, які знаходяться в збудженому стані. Найпростіший спосіб отримати γ – радіоактивне ядро – це є β – розпад (мал. 17).



Мал. 17

γ – випромінювання зумовлене взаємодією ядра з електромагнітним полем.

Час життя γ – радіоактивних ядер набагато менший при β і α – радіоактивному розпаді

Ефект Мессбауера — це явище в ядерній фізиці, відкрите німецьким фізиком Рудольфом Мессбауером в 1957 році. Цей ефект дозволяє вивчати структуру та властивості атомних ядер, а також взаємодію між ними з високою точністю. Суть ефекту Мессбауера полягає в явищі резонансного поглинання та випромінювання гамма-квантів ядерними частинками.

Основні аспекти та суть ефекту Мессбауера:

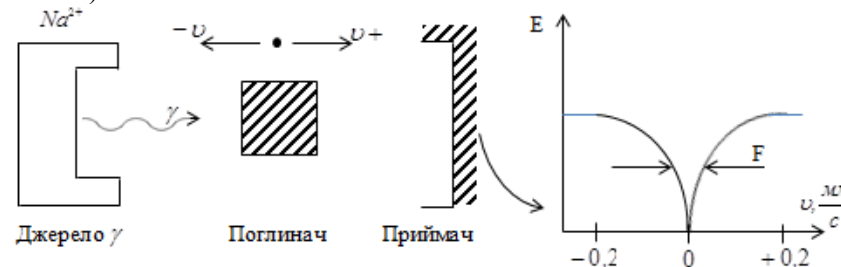
Резонансне поглинання і випромінювання гамма-квантів: У відповідних умовах ядро може поглинути та випромінити гамма-кванти, які відповідають конкретній енергетичній різниці між енергетичними рівнями ядра. Ця енергетична різниця повинна відповідати енергії гамма-кванту.

Ядра в кристалічних решітках: Ефект Мессбауера особливо корисний для вивчення ядер, які входять до складу кристалічних решіток, такі як метали чи ізотопи. Коли ядро знаходиться в кристалічному оточенні, він може переходити між різними

енергетичними станами, що викликає резонансне поглинання та випромінювання гамма-квантів.

Зсув Мессбауера: Якщо ядро рухається відносно спостерігача, то ефект Мессбауера може виявлятися як зсув енергії гамма-квантів, спричинений рухом ядра. Цей зсув називається зсувом Мессбауера і дозволяє досліджувати динамічні властивості ядер.

Застосування: Ефект Мессбауера знайшов застосування в багатьох областях, включаючи фізику матеріалів, хімію, астрофізику, медицину і ядерну фізику. Він використовується для вивчення структури кристалічних матеріалів, вимірювання часу, вивчення хімічних процесів, а також для медичних діагностики та лікування. (мал. 18).



Мал. 18

Розрахуємо зміну енергії при Ефекті Мессбауера.

$$\Delta E = \frac{v}{c} E,$$

$$\Delta E = \Gamma,$$

де Γ – півширина піка в ефекті Мессбауера.

$$v = \frac{\Gamma c}{E} - \text{швидкість зразка.}$$

За допомогою ефекта Мессбауера можна виміряти енергії з величезною точністю (до 10^{-15} порядку).

6.7. Методи отримання та реєстрації ядерних частинок

Для отримання частинок з високими енергіями використовують прискорювачі. Вони поділяються на неперервні та імпульсні.

За принципом дії, прискорювачі елементарних частинок поділяються на кілька типів, кожен з яких спеціалізується на різних аспектах вивчення частинок та ядерної фізики. Основні типи прискорювачів елементарних частинок включають:

Лінійні електронні прискорювачі (ЛЕП): Ці прискорювачі використовуються для прискорення електронів та позитронів до великих енергій шляхом створення інтенсивного електричного поля. ЛЕП може бути великим кільцевим прискорювачем, як от Лінійний колайдер стану прискорення (SLAC) в Стенфордському університеті, або бути частиною комплексів більших прискорювачів.

Кільцеві прискорювачі (синхротрони): Ці прискорювачі є кільцями, в яких заряджені частинки (електрони, протони тощо) обертаються на замкнутому шляху під дією магнітного поля. Кільцеві прискорювачі зазвичай використовуються для генерації високоенергетичних гамма-квантів, синхротронного випромінювання для вивчення структури матеріалів, а також для колізій частинок.

Суперпровідникові прискорювачі: Ці прискорювачі використовують суперпровідники для створення надпровідного магнітного поля. Вони можуть досягати дуже високих енергій та забезпечувати стабільну роботу без значного втрати енергії через випромінювання. Суперпровідникові прискорювачі використовуються в крупних експериментах, таких як Великий адронний колайдер (LHC) у ЦЕРН.

Ядерні реактори: Це прискорювачі, що використовуються для вивчення ядерних реакцій та ядерної фізики. Вони можуть виробляти великі потоки нейтронів для дослідження властивостей ядер і використовуватися в різних застосунках, включаючи генерацію енергії та виробництво радіоізотопів для медицини та інших галузей.

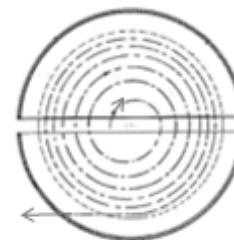
Пучкові колайдери: Ці прискорювачі створюють колізії між частинками, що рухаються в протилежних напрямках з великою енергією. Такі колайдери, наприклад, Великий адронний колайдер (LHC), дозволяють вивчати властивості елементарних частинок і відтворювати умови, які існують в ранньому

а) Розглянемо принцип будови лінійного прискорювача. Він складається з елементів, до якого прикладене швидкозмінне магнітне поле, яке якраз і прискорює заряджені частинки.

Недоліки: велика споживча потужність і малий ККД. При затраті енергії 10MeV електрон можна розігнати до 2MeV , а протон – до $0,18\text{MeV}$.

б) Циклотрон (мал. 20)

Недоліком є те, що заряджена частинка при русі по спіралі буде випромінювати синхротронне випромінювання, яке виникає при русі з прискореннями по колу. Зрозуміло, що це випромінювання буде понижувати ККД.



Мал. 20

Прилади для реєстрації елементарних частинок є важливою складовою сучасних досліджень у ядерній та елементарній фізиці. Ось розширена характеристика таких приладів:

Детектори частинок: Це основний тип приладів, які використовуються для реєстрації частинок. Детектори можуть бути розташовані навколо прискорювачів частинок або в області, де очікується взаємодія частинок. Вони фіксують пасаж частинок через реакції із детекторними матеріалами. Приклади включають сцинтиляційні детектори, дрейфові камери, та газові детектори.

Калориметри: Калориметри вимірюють енергію частинок, які пролітають через них. Вони дозволяють визначати кількість втраченої енергії під час взаємодії частинок з детектором. Електрон-позитронні калориметри та калориметри великої ємності використовуються у фізиці високих енергій.

Трекінгові детектори: Ці прилади слідкують за траєкторією руху частинок. Вони дозволяють вимірювати імпульс і шлях проходження частинок. Серед них є сінтілятори, дрейфові камери і піксельні детектори.

Магнітні спектрометри: Вони використовуються для визначення заряду і маси частинок, які пролітають через магнітне поле. Спектрометри дозволяють визначити масу-зарядове співвідношення частинок.

Часові детектори: Вимірюють час проліту частинок від джерела до детектора. Це важливо для визначення швидкості частинок та реконструкції подій.

Камери Вільсона: Це прилади, що використовуються для реєстрації попередніх реакцій ядерних частинок.

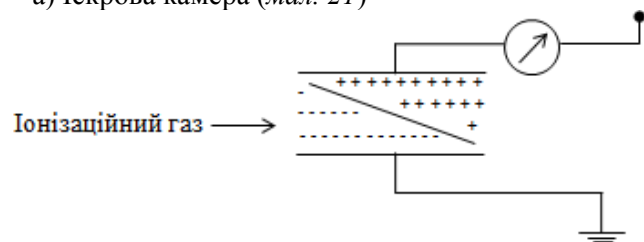
Сцинтиляційні детектори: Вони вимірюють світло, яке виділяється при взаємодії частинок з сцинтиляційними матеріалами.

Газові детектори: Використовуються для реєстрації іонізації газу частинками.

Спеціалізовані детектори: Деякі прилади розроблені для виявлення конкретних типів частинок, таких як нейтрино або антинейтрино.

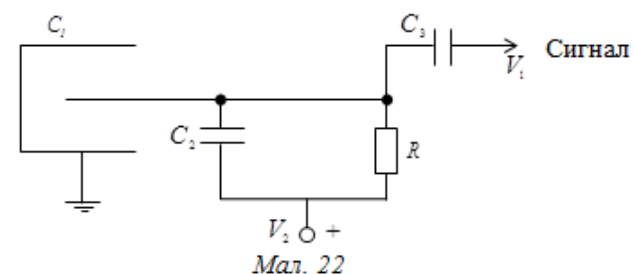
Розглянемо для прикладу найбільш поширені прилади які використовують для реєстрації елементарних частинок:

а) Іскрова камера (мал. 21)



Мал. 21

б) Лічильники Гейгера-Мюллера (мал. 22)

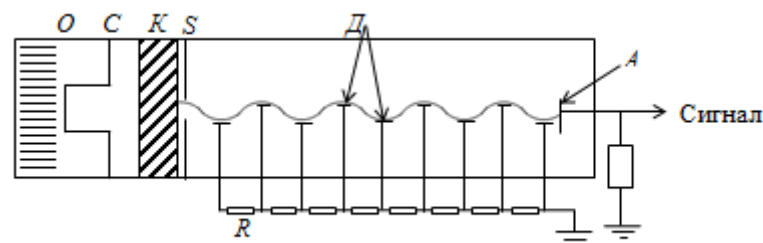


Мал. 22

Заряджена частинка залишає контакти C_1 , тим самим заряджаючи конденсатори C_2 і C_3 .

Наявність заряду на C_3 дає змогу його зареєструвати приладом, який під'єднується до контакту V_3 . Далі конденсатор C_2 розряджається через резистор R на вихід V_2 .

в) Люмінісцентний лічильник (мал. 23)

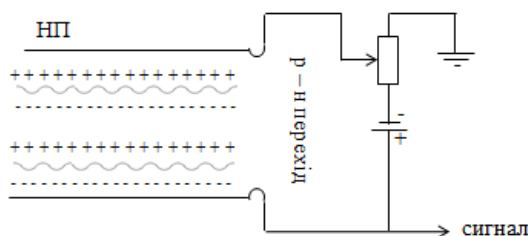


Мал. 23

- O – осцилятор;
- S – сітка;
- C – світло діод;
- A – анод;
- R – дільник напруг;
- K – фотокатод;
- D – діоди.

Частинка, попадаючи в O , вмикає світло діод C , який вибиває з фотокатода K електрон. Він прискорюючись полем діодів D і анодом A , попадає на сам анод і далі реєструється.

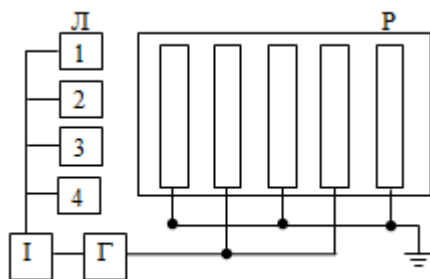
г) Напівпровідниковий лічильник (мал. 24)



Мал. 24

Заряджена частинка пробиває р-n перехід напівпровідника, який подає сигнал на реєстратор.

д) Іскровий лічильник (мал. 25)



Мал. 25

L – лічильники;

I – логічна схема;

G – генератор імпульсу;

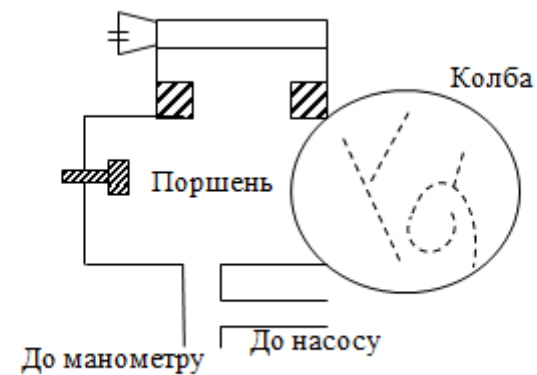
P – пластины.

В режимі роботи прилад реєструє лічильниками (1, 2, 3, 4) частинки, які утворились внаслідок опадання елементарної частинки на

пластини P . Лічильники підключені до I логічної схеми, яка працює на спів падання – неспівпадання сигналів і реєструє ці частинки.

До реєстраторів треків частинок відносять:

- Камеру Вільсона;
 - Бульбашкову камеру;
 - Фотоемальсінну камеру.
- а) Камера Вільсона (мал. 26)



Мал. 26

Камера Вільсона - це прилад, який був винайдений Чарльзом Вільсоном у 1911 році і використовувався для вивчення шляху та виявлення шляхів альфа- та бета-частинок, а також гамма-квантів. Цей прилад був важливим інструментом у дослідженнях радіоактивності і структури атомів у той час.

Принцип роботи камери Вільсона полягає в наступному:

1. Камера: Основною частиною приладу є металевий циліндричний бак або камера, наповнений насиченою парою води. Вода в цій камері входить в рівновагу з парою, і створюється насичений паровий туман.
2. Частинка вхід: Коли альфа- або бета-частинка (або гамма-квант) входить у камеру, вона проходить через паровий туман. У процесі проходження, частинка іонізує атоми водню у паровому тумані, створюючи пару іонів та електронів.
3. Утворення сліду: Іони і електрони, утворені частинкою, рухаються в парі через паровий туман. Оскільки ці частинки заряджені, вони

притягуються до інших молекул водяної пари, створюючи видимий слід.

4. Зафіксування сліду: Слід, створений проходженням частинки, стає видимим і може бути фіксований фотографічним способом. Камера Вільсона має скляні стінки, через які можна спостерігати слід.

5. Вимірювання сліду: Довжина та форма сліду можуть бути виміряні для визначення шляху частинки та інших параметрів, таких як її швидкість та вид частинки (альфа, бета, гамма).

Застосування: Камера Вільсона була використана для вивчення властивостей радіоактивних матеріалів, виявлення нових частинок та для дослідження розпаду атомів. Вона дозволила вченим здійснити значний прогрес у вивченні ядерної фізики та атомної структури речовини.

б) Дифузійна камера

Складається з (мал. 27):

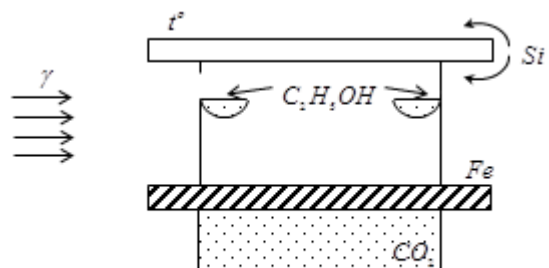
CO_2 – сухого льоду;

F_e – залізна пластинка;

Si – кварцова посудина;

C_2H_5OH – жолоби зі спиртом;

t° – нагріта скляна пластина.



Мал. 27

Дифузійна камера - це прилад для виявлення та реєстрації елементарних частинок, який використовується в ядерній фізиці та великих експериментах у вивченні взаємодії частинок. Основним

принципом роботи дифузійної камери є застосування насиченої пари для реєстрації треків частинок. Ось як вона працює та які переваги вона має порівняно з камерою Вільсона:

Принцип роботи:

Камера: Дифузійна камера складається з металевого бака, наповненого насиченою парою рідини, зазвичай етанолу або ізобутилену. Ця пара створює насичений паровий туман всередині камери.

Частинка вхід: Якщо елементарна частинка (наприклад, альфа-частинка) входить у камеру, вона проходить через паровий туман.

Утворення сліду: Якщо частинка іонізує атоми рідини, утворюються іони і електрони. У насиченому паровому тумані іони і електрони дифундують та рухаються, створюючи характерний слід у вигляді диму або бульбашок.

Реєстрація сліду: Слід, створений проходженням частинки, може бути виявлений за допомогою спеціальних фотопластин, фотоплівки або фотодетекторів.

Аналіз сліду: Дифузійні камери можуть фіксувати треки та шляхи руху частинок, які потрапляють у камеру. Ці дані використовуються для визначення параметрів частинок, таких як їх швидкість, заряд та вид.

Переваги дифузійної камери порівняно з камерою Вільсона:

Вища чутливість: Дифузійні камери можуть реєструвати слабкіші треки частинок, оскільки вони мають більш високу чутливість до іонізації.

Збереження треку: У дифузійній камері слід частинки може бути збережений довший час, що дозволяє докладніше досліджувати властивості частинок.

Можливість вимірювання імпульсу: Дифузійні камери дозволяють вимірювати імпульс частинок, що є важливим параметром для дослідження взаємодії частинок.

Велика варіативність: Дифузійні камери можуть бути налаштовані для виявлення різних типів частинок та для вивчення різних експериментів.

Висока роздільна здатність: Вони мають високу роздільну здатність, що дозволяє визначати шляхи руху частинок з високою точністю.

В цілому, дифузійні камери є потужними інструментами для дослідження елементарних частинок і мають переваги в порівнянні з іншими методами реєстрації частинок.

7. Ядерні реакції. Ядерні реактори

7.1. Можливі джерела ядерних реакцій

Для здійснення ядерних реакцій і використання їх у різних аспектах науки і технології необхідно враховувати наступні важливі фактори:

- Доступність матеріалів для реакцій в необхідних кількостях.
- Можливість проведення ядерних реакцій на мікроскопічних рівнях (мікро-масштабність).
- Використання радіоактивного розпаду для отримання енергії та використання його потенціалу.

Наприклад, нехай в ядерну реакцію в середньому вступає 2 нейтрони, тоді в k поколінні буде 2^k нейтронів.

Час життя одного покоління $10^{-7} - 10^{-8} c$. На розпад 80 поколінь необхідно затратити $10^{-5} - 10^{-6} c$. За цей час утвориться 2^{80} нейтронів або 10^{24} нейтронів. Які приведуть до того, що ядер, що ядер, які поділяться буде 10^{24} , це приблизно рівно $140n$ ${}_{92}U^{238}$ і ці нейтрони звільнять енергію $3 \cdot 10^{13} Bm$.

Через $10^{-3} c$ кількість частинок, що розпалася буде рівна кількості частинок у спостережуваній частині всесвіту.

Такий лавиноподібний процес називають ланцюговою ядерною реакцією.

Ланцюгова ядерна реакція - це процес, при якому один ядерний розпад або ядерна реакція спричинює інші подібні розпади або реакції у сусідніх ядрах, що призводить до подальших ядерних подій та видалення великої кількості енергії. Цей процес може бути ланцюговим, якщо кількість зазначених подій постійно зростає та утримується на стійкому рівні.

Прикладом ланцюгової ядерної реакції є ядерні реакції в ядерних реакторах та вибухи атомних бомб. У ядерному реакторі, наприклад, поділ атомів ядерного палива, таких як уран або плутоній,

може викликати викид нейтронів, які можуть призвести до подальших розпадів і багато разів збільшити кількість реакцій, що відбуваються, і велику кількість вишленої енергії.

Ланцюгові ядерні реакції важливі для виробництва енергії в ядерних реакторах та для створення зброї масового знищення. Контрольовані ланцюгові реакції можуть бути використані для генерації електроенергії, тоді як неконтрольовані реакції можуть призвести до вибуху атомної бомби. Тільки два процеси швидші і потужніші за цей – синтез і анігіляція.

7.2. Ланцюгова ядерна реакція

Середовище, де збільшується кількість нейтронів, що приймають участь в ядерній реакції називають активною зоною.

Активна зона ядерних реакцій - це область в ядерному реакторі, де відбуваються ядерні реакції, ідеально підтримуючи ланцюгову реакцію. У цій зоні розташовані ядерні паливні елементи, де ядерні реакції відбуваються за умови оптимальної концентрації палива і реакторних регулюючих речовин. Активна зона спроектована таким чином, щоб підтримувати стійкий та контрольований ядерний реакційний процес, забезпечуючи виробництво тепла для подальшого використання у виробництві електроенергії або інших цілей.

Величина, яка характеризує розмноження нейтронів називається коефіцієнтом розмноження нейтронів в середовищі k_{∞} .

Коефіцієнт розмноження нейтронів (позначається як k) є важливим параметром у ядерних реакторах і визначає, чи зростатиме або спадатиме кількість нейтронів у реакторі. Існує кілька факторів, що впливають на значення цього коефіцієнта:

Загальний коефіцієнт затримки (β): Цей параметр визначає, яка частина випущених нейтронів відповідає за реакції, що призводять до подальших ядерних розпадів. Загальний коефіцієнт затримки включає в себе декілька підкоефіцієнтів, які відповідають за різні групи нейтронів.

Середня групова швидкість (v): Швидкість руху нейтронів також впливає на коефіцієнт розмноження. Швидкість нейтронів визначає їхню ефективну енергію і може змінюватись під час реакцій.

Кількість палива: Кількість ядерного палива в реакторі також впливає на k . Чим більше палива, тим більше ядерних реакцій і, відповідно, нейтронів може бути випущено.

Структура та геометрія реактора: Фізична структура та геометрія реактора можуть впливати на рух нейтронів і його ефективність. Наприклад, модератори та рефлектори можуть відсортувати і перенаправити нейтрони, що впливає на їхню взаємодію з паливом.

Контроль нейтронів: Засоби для контролю нейтронів, такі як керовані стержні або системи модераторів, можуть впливати на розмноження нейтронів.

Тепловий режим: Тепловий режим реактора, який визначає температуру і тиск, також має вплив на k .

Загальний коефіцієнт розмноження нейтронів повинен бути близьким до одиниці для підтримання стабільного реакторного процесу. У разі, якщо $k < 1$, кількість нейтронів зменшується, і реактор зупиняється. Якщо $k > 1$, кількість нейтронів зростає, і реактор працює в режимі подвійного розмноження. Контроль цього параметра є критичним для безпечної та ефективної роботи ядерного реактора. Якщо $k_{\infty} = 1$, то реакція йде стаціонарно;

- Якщо $k_{\infty} > 1$, то реакція наростає;
- Якщо $k_{\infty} < 1$, то реакція затухає.

Режим реакції:

- Коли $k_{\infty} = 1$ називається критичним;
- Коли $k_{\infty} > 1$ – надкритичним;
- Коли $k_{\infty} < 1$ – підкритичним.

Час життя одного покоління сильно залежить від властивостей середовища. Як тільки $k_{\infty} = 1,01$ система відразу ж зірветься.

Формула для розрахунку ймовірності захоплення ядром нейтрона має вигляд:

$$\eta = \frac{\nu \delta_{nf}}{\delta_{nf} + \delta_{n\gamma}},$$

де ν – число нейтронів;

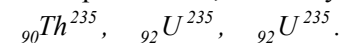
δ_{nf} – ефективний переріз захоплення нейтрона;

$\delta_{n\gamma}$ – ефективний переріз розпаду з випусканням γ – кванту.

Сильно впливає на ланцюгову ядерну реакцію й ймовірність того, що нейтрон просто вийде з активної зони.

Якість ядерного пального визначають значення коефіцієнта η . В

природі існує тільки три ізотопи, які можуть бути паливом:



Ядерні реакції поділяються за швидкістю нейтронів, які приймають в них участь поділяються на два типи електронів:

- Повільні;
 - Швидкі.
- 1) Повільні електрони

$$n + \begin{cases} \nu \ll c, \\ {}_{92}\text{U}^{238} = \begin{matrix} o \\ o \end{matrix} + 2n; \\ {}_{92}\text{U}^{235} = \begin{matrix} o \\ o \end{matrix} {}_{92}\text{U}^{238} + \gamma. \end{cases}$$

- 2) Швидкі електрони

$$\nu < c \\ n + \begin{cases} {}_{92}\text{U}^{238} = \begin{matrix} o \\ o \end{matrix} {}_{92}\text{U}^{235} + \gamma; \\ {}_{92}\text{U}^{235} = \begin{matrix} o \\ o \end{matrix} + 2n. \end{cases}$$

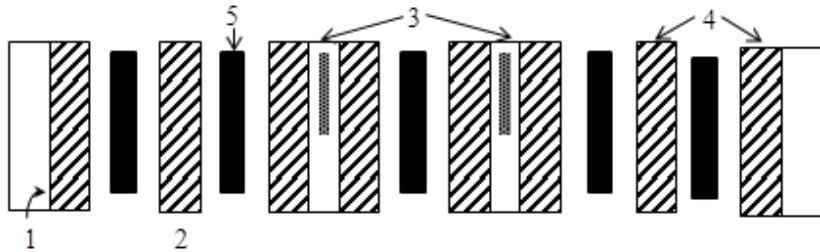
7.3. Ядерні реактори

Реактором називається пристрій (мал. 28), в якому підтримується керована ядерна реакція.

1 – відбивач, первинний захист реактора, він відбиває швидкі нейтрони в активну зону реактора;

2 – активна зона реактора, оточена відбивачами;

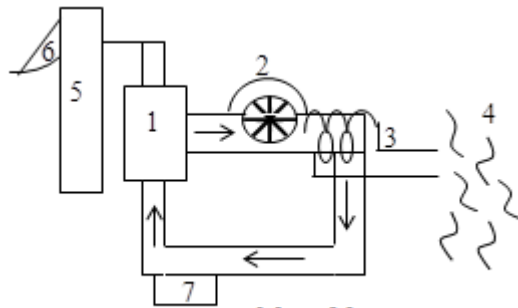
3 – система регулювання, що представляє собою графітові стержні; коли вони вийняті $k > 1$, коли опущені донизу $k < 1$;



Мал. 28

- 4 – канали для теплоносія;
5 – елементи з урану.

Зовнішня будова реактора (мал. 29):



Мал. 29

1 – ядерний реактор: через нього пропускають важку воду D_2O , який випаровуючись під тиском, попадає на лопати парової турбіни 2, що приєднана до електрогенератора, далі важка вода, охолоджуючись в холодильнику 3 водою з річки 4 поступає назад в реактор;

- 5 – радіаційний захист;
6 – панель дистанційного керування;
7 – насос, який закачує назад важку воду (D_2O) під тиском в реактор.

Для того, щоб реактор працював необхідно до насоса 7 подавати живлення ззовні, для цього використовують ТЕС.

В реакторі відбуваються наступні процеси:

- Виділення тепла за рахунок ядерних реакцій.
- Вигорання радіоактивного палива.
- Отруєння радіоактивної зони кристалів.

В процесі ядерних реакцій кристали урану можуть взаємодіючи з нейтронами, утворювати елементи, які будуть поглинати нейтрони, що використовують в ядерній реакції. Такий процес називається отруєнням активної зони кристалу.

г) отруєння захисту і конструктивних елементів.

З часом деякі нейтрони взаємодіють з конструктивними елементами реактора, в результаті чого ці елементи стають вторинним джерелом радіоактивного випромінювання.

Ядерний реактор - це складна система, яка використовує контрольований ядерний розпад для виробництва тепла та електроенергії. Процеси, які відбуваються в ядерному реакторі, включають наступні етапи:

- 1. Реакція делітатора:** В багатьох сучасних ядерних реакторах використовується ядро урану-235 (U-235) або плутонію-239 (Pu-239) як делітатор. Делімація - це процес розпаду важких ядер на менші фрагменти (нукліди), супроводжуваний видачею енергії та випуском нейтронів.
- 2. Уловлення нейтронів:** У реакторі реакція делітатора випускає нейтрони, які мають велику кінетичну енергію. Ці нейтрони мають багато шляхів руху, і їхнє завдання - взаємодіяти з іншими ядрами.
- 3. Модерування:** Велика кінетична енергія нейтронів може бути знижена шляхом взаємодії з медіаторами (модераторами), такими як вода або важка вода. Модератори сповільнюють нейтрони, зменшуючи їхню швидкість, що дозволяє їм краще ухоплюватися ядрами.
- 4. Уловлення нейтронів делітаторами:** Повільні нейтрони легше ухоплюються ядрами делітаторів (U-235 або Pu-239) і викликають подальший ядерний розпад. Це є ключовим етапом реакції ланцюгової реакції делітатора.
- 5. Випуск додаткових нейтронів:** У процесі делімації відбувається випуск додаткових нейтронів, які можуть взяти участь в нових реакціях делімації. Ця каскадна реакція створює подвійний розмноження нейтронів, яке забезпечує підтримку реактора.
- 6. Виробництво тепла:** Під час кожної ядерної реакції випускається велика кількість енергії у формі тепла. Це тепло використовується для нагрівання води або іншого теплоносія.

7. Виробництво електроенергії: Після нагрівання теплоносія його пара або гаряча вода використовується для створення пари, яка обертає турбіни електрогенератора. Рух турбін генерує електроенергію, яка потім подається в електромережу.
8. Контроль реактора: Ядерний реактор повинен бути контрольованим, щоб уникнути перегріву та інших аварійних ситуацій. Керуючі системи використовуються для регулювання кількості нейтронів та рівня потужності.
9. Охолодження: У ядерному реакторі також важливо підтримувати оптимальну температуру, щоб уникнути перегріву. Для цього використовуються системи охолодження, такі як водяні або газові охолоджувачі.
10. Обробка ядерних відходів: В процесі реакції утворюються ядерні відходи, які мають бути відновлені та знешкодовані відповідно до стандартів безпеки та екології.

Основною характеристикою реактора є його потужність, яку вимірюють у *MВт*.

Основні характеристики ядерних реакторів включають:

Тип реактора: Існують різні типи ядерних реакторів, такі як теплові реактори (для виробництва тепла), ядерні реактори для виробництва електроенергії, експериментальні реактори для досліджень, і т. д.

Джерело деліматора: Ядерні реактори можуть використовувати різні деліматори, такі як уран-235, плутоній-239, уран-233 та інші. Вибір деліматора впливає на характеристики реактора.

Модератор: Модератори використовуються для сповільнення нейтронів і підвищення ефективності реакції делімації. Важка вода, легка вода, графіт і інші матеріали можуть слугувати модераторами.

Тип охолодження: Реактори можуть мати різні системи охолодження, такі як вода під тиском, важка вода, газ, солі і т. д. Вибір системи охолодження також впливає на роботу реактора.

Потужність: Ядерні реактори мають різну потужність, вимірювану в мегаваттах (МВт) або інших одиницях.

Тривалість роботи: Тривалість безперервної роботи реактора впливає на його використання в енергетиці або інших додаткових цілях.

Коефіцієнт розмноження нейтронів (k-фактор): Цей параметр вказує, чи збільшується або зменшується кількість нейтронів під час кожної

ядерної реакції. Збереження k-фактора на рівні 1 дозволяє підтримувати стійку реакцію.

Тип палива: Реактори використовують різні типи ядерного палива, включаючи паливні стержні, пелетки, пластини та інші форми.

Загальна конструкція: Реактори можуть бути звичайними структурами з реакторною камерою та стержнями або мати складну конструкцію з рефлекторами, засобами керування і системами безпеки.

Сфера застосування: Реактори можуть використовуватися для виробництва електроенергії, досліджень в області ядерної фізики, виробництва радіоіотопів, медицини, космічних досліджень і інших галузей.

Безпека: Важливою характеристикою є рівень безпеки, який досягається завдяки конструкції, системам керування і заходам безпеки.

Управління реактором: Реактори мають системи управління, які регулюють роботу реактора та забезпечують безпеку експлуатації.

Ці характеристики визначають, як реактор працює, його можливості та обмеження. Вибір конкретного типу та параметрів реактора залежить від конкретних завдань і цілей його використання.

8. Фізика елементарних частинок

8.1. Відкриття елементарних частинок

I. Введення терміну "елементарна частинка" Фалесом в 2500 році до нашої ери відзначало початок інтересу до мікросвіту матерії.

II. У II столітті до нашої ери з'явилося поняття атома, яке вказувало на індивізовану одиницю речовини.

III. У XIX столітті відкрили катодні та рентгенівські промені, а також виявили явище - розпад, яке вказувало на некеровану зміну частинок у ядрі.

IV. У 1911 році Резерфорд провів важливий експеримент з альфа-частинками, що призвело до відкриття ядра, центральної і важливої частини атома.

V. На момент 1919 року, розвиток знань про елементарні частинки був ще в початковій стадії. Найважливішими були ядро атома з відповідним зарядом, визначеним за номером в таблиці Менделєєва, і

електрон, який обертався навколо ядра і мав елементарний негативний заряд. Його позначили:

$$e^-, \quad q = -1, \quad m = 0,511 \text{ MeV}, \quad m = 1m_e, \quad s = \pm \frac{1}{2}.$$

Третьою елементарною частинкою був квант електромагнітного випромінювання, який як раз і зв'язував електрон з ядром. Його називали фотон: γ , $q = 0$, $m = 0$, $s = \pm 1$.

VI. У 1932 році, із аналізі мас ядер з таблиці Менделєєва, було припущено, що ядро повинно складатись із двох компонентів, які мають приблизно однакову масу, але одна з них має електричний заряд, тоді як інша залишається нейтральною.

$$\text{Протон: } p, \quad q = +1, \quad m = 938,2 \text{ MeV}, \quad m = 1836,1m_e, \quad s = \pm \frac{1}{2}.$$

$$\text{Нейтрон: } n, \quad q = 0, \quad m = 939,5 \text{ MeV}, \quad m = 1838,6m_e, \quad s = \pm \frac{1}{2}.$$

У ті ж самі роки вчені, такі як Фермі, Дірак, Бозе і Енштейн, спробували пояснити колективну поведінку елементарних частинок, запропонувавши статистичні розподіли (закони), що характеризують їхню поведінку. За тодішньою наукою частинки із цілим спіном відповідали за певний тип взаємодії і були відомі як кванти взаємодії. Для цих частинок застосовувалася статистика Бозе-Енштейна. Комунікаційні взаємозв'язки і оператори для таких частинок були Ермітовими, і згідно з цією статистикою, в одному стані могла перебувати будь-яка кількість частинок.

Частинки із напівцілим спіном підпорядковувалися статистиці Фермі-Дірака і називалися ферміонами. Оператори для них були анти-ермітовими та відповідали принципу Паулі, який забороняв більше одного ферміона перебувати в одному і тому ж стані.

VII. В 1935 році при дослідженні властивостей β – розпаду виявилось, що в реакції:

$$n \rightarrow p + e^-. \quad (1)$$

Не зберігався власний орбітальний момент, так само не зберігався і закон збереження імпульсу:

$$m v_n \neq m v_e + m v_p. \quad (2)$$

Для того, щоб формули (1), (2) працювали вчені гіпотетично ввели нову частинку, яку назвали нейтрино. Її характеристики наступні: ν , $q = 0$, $m \cong 0$, $s = \pm \frac{1}{2}$.

Тоді рівняння (1) приймало вигляд:

$$n \rightarrow p + e^- + \nu, \quad (3)$$

$$q: 0 = +1 - 1 + 0,$$

$$s = \frac{1}{2} = \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2} \mp \frac{1}{2}.$$

Формула (3) не зовсім рівна.

Цього ж року при дослідженні у високих шарах атмосфери камери Вільсона була сфотографовано ряд спільних подій (мал. 30).



Мал. 30

I частинка – це був електрон.

II частинка – вважали тим же самим e^- , який рухався в протилежну сторону.

Цю проблему вирішив Дірак. Якщо записати енергію релятивістської частинки:

$$E^2 = m^2 c^2 + p^2 c^2. \quad (4)$$

Про рівняння (4) буде мати 2 розв'язки:

$$E = \pm \sqrt{m^2 c^2 + p^2 c^2}. \quad (5)$$

Додатня енергія відповідала звичайному електрону. Від'ємна енергія теж мала б відповісти цьому електрону, у випадку коли $m < 0, q < 0$.

З фізичної точки зору від'ємної маси не існує, тому щоб отримати від'ємну енергію (5) і $m > 0$ необхідно вибрати частинку з $q > 0$. Така частинка по згідно характеристик не буде відрізнятись від свого партнера з $E > 0$, тільки буде мати протилежний заряд.

Ці частинки були названі античастинками, тож на малюнку зображено не два електрони, а електрон і його античастинку-партнера, яку отримала назву позитрон.

$$e^-, q = +1, m = 1m_e, s = \pm \frac{1}{2}.$$

Процес, що описує взаємодію між частинкою і її античастинкою, відомий як анігіляція, під час якого вся маса і енергія цих частинок перетворюється на енергію випромінювання.

$$e^- + e^+ \rightarrow \gamma + \gamma. (6)$$

Перед тим, як провзаємоліяти електрон та позитрон створюють квазічастинку, яку називають позитронієм. Енергетичний спектр позитронію подібний до енергетичного спектру атома водню. Пізніше було виявлено, що кожна частинка має свого партнера-античастинку.

$$\begin{aligned} e^- &\rightarrow e^+, \\ n &\rightarrow \tilde{n} \text{ антинейтрон}, \\ p &\rightarrow \tilde{p} \text{ антипротон}, \\ \nu &\rightarrow \tilde{\nu} \text{ антинейтрон}, \\ \gamma &\rightarrow \gamma. \end{aligned}$$

Для нейтральних частинок роль заряду відігравав магнітний момент. Якщо у випадку n магнітний момент паралельний спіну, то у антинейтрона магнітний момент антипаралельний спіну.

VIII. У 1938 році (1979 році) була побудована теорія ядерних сил, для опису яких стала необхідна ще одна частинка, яка б мала цілий спін, мала б малий час життя (була нестабільною $m_{\text{снок}} \neq 0$) і добре б взаємодіяла з ядерною речовиною. Маса спокою такої частинки повинна лежати між масою e^- і p . Цю частинку назвали мезоном (з грецької – «середній»). Під кінець 1938 року в камері Вільсона була зафіксована частинка з масою спокою, яка знаходиться між e^- і p .

$$\begin{aligned} \mu^- &\rightarrow e^- + \nu, (7) \\ q &: -1 \rightarrow -1 + 0. \end{aligned}$$

Цю частинку називали мю-мінус мезон або мюон:

$$\mu^-, q = -1, m = 106 \text{ MeV}, m = 206,8m_e, s = \pm \frac{1}{2}.$$

Як виявилось відкрита частинка не була мезоном Юкави, оскільки вона була ферміоном, крім того дуже погано взаємодіяла з ядерною речовиною, врахувавши це (7) треба переписати:

$$\mu^- \rightarrow e^- + \nu + \tilde{\nu} (8)$$

На початку 1939 року в космічному випромінюванні була відкрита частинка (цілий «град» частинок), яка була бозоном – по спіну, мезоном – по масі, і добре взаємодіяла з ядерною речовиною. Вони вважались квантами ядерної взаємодії до 1985 року.

❖ Пі-ноль мезон (нейтральний піон)

$$\pi^0 : q = 0, m = 135 \text{ MeV} = 264,2m_e, s = 0.$$

Основний канал реакції:

$$\begin{aligned} \pi^0 &\rightarrow 2\gamma \\ &\downarrow \\ &3\gamma \end{aligned}$$

π^0 потрібен в ядерних реакціях щоб пояснити потужне розсіювання n на n , p на p :

$$\begin{aligned} n + \pi^0 &\rightarrow \pi^0 + n, (8) \\ p + \pi^0 &\rightarrow \pi^0 + p. \end{aligned}$$

Час життя $\pi^0 : \Gamma = 0,9 \cdot 10^{-16} \text{ c}$.

❖ π -плюс мезон (додатній піон)

$$\pi^+ : q = +1, m = 140 \text{ MeV} = 273m_e, s = 0.$$

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu - \text{розпадається } \pi^+.$$

Час життя $\pi^+ : \Gamma = 2,6 \cdot 10^{-8} \text{ c}$.

Він відповідає за перетворення між нейтронами і протонами:

$$n + \pi^+ \rightarrow p + \pi^0, (9)$$

$$\pi^0 + p \rightarrow n + \pi^+.$$

❖ π – мінус мезон (негативний піон)

π^- – є античастинкою до π^+ ,

$$p = -1, \quad m = 140 \text{ MeV} = 273 m_e, \quad \Gamma = 2,6 \cdot 10^{-8} \text{ c},$$

$\pi^- \rightarrow \mu^- + \tilde{\nu}$ – розпадається π^- .

$$\pi^- + p \rightarrow n + \pi^0, (10)$$

Відкривши π – мезони поряд з ними були зареєстровані частинки, які вели себе дивним чином, а саме вони завжди утворювались парами або розпадались на пари. По масі вони були мезонами, по спіну – бозонами.

Їх називали каонами: k^+ , k^- , k^0 , \tilde{k}^0 – мезон:

$$k^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-,$$

$$\tilde{k}^0 \rightarrow \pi^0 + \pi^0,$$

$$k^+ \rightarrow \pi^+ + e^- + \tilde{\nu},$$

$$k^- \rightarrow \pi^- + e^+ + \nu.$$

Часи життя їхні менші за часи життя піонів.

Починаючи з 1945 року мезонів було відкрито дуже багато, всі вони мали дуже малий час життя, при чому чим більша маса, тим менше час життя і до 1985 року вони вважались збудженими станами піонів і каонів і отримали назву мезонних резонансів:

$$D^0, \quad D^-, \quad D^+, \quad W^0, \quad V^-, \quad V^+, \quad V^0, \quad \tilde{V}^0 \text{ – мезони,}$$

$$\varphi^0, \quad F^+, \quad F^-.$$

Починаючи з 60-х років XX століття були відкриті елементарні частинки із масами, більшими за маси p і n.

λ^0 – сіперон,

$$q = 0, \quad m = 1115, \quad 3 \text{ MeV} = 2183,2 m_e,$$

$$s = \pm \frac{1}{2}, \quad \Gamma = 1,5 \cdot 10^{-10} \text{ c},$$

$\tilde{\lambda}^0$ – античастинка,

$$\lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$$

↓

$$n + \pi^0$$

Σ^+ (сігма+гіперон) $q = +1$, $\tilde{\Sigma}^+$ – античастинка,

$$m = 1130 \text{ MeV}, \quad s = \pm \frac{1}{2}, \quad \Gamma = 0,8 \cdot 10^{-10} \text{ c},$$

$$\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0$$

↓

$$n + \pi^+$$

Σ^0 (сігма гіперон) $q = 0$, $m = 1192 \text{ MeV}$,

$\tilde{\Sigma}^0$ – античастинка, $\Gamma = 1 \cdot 10^{-14} \text{ c}$, $s = \pm \frac{1}{2}$,

$$\Sigma^0 \rightarrow \lambda^0 + \gamma.$$

8.2 Квантові числа та закони збереження

Будь-який закон збереження зв'язаний з оточуючою симетрією простору.

Наприклад, закон збереження імпульсу слідує із однорідності простору (табл. 1).

Таблиця 1

Тип закону збереження	№	Назва	Позначення	Фізичне походження
Закони, що мають геометричну основу	1	Збереження енергії	E	Однорідність часу
	2	Збереження імпульсу	P	Однорідність простору
	3	Збереження моменту імпульсу	M	Ізотропність простору
	4	Збереження центру інерції	X	Рівність систем відліку
	5	Збереження просторових осей	Sp	Права, ліва симетрія
	6	Закон пов'язаний з відбиттям часу	T	Симетрія відносно зміни знаку часу
Заряди	7	Збереження електричного заряду	Q	?
	8	Збереження баріонного заряду	B	?
	9	Збереження лептонного заряду	L	?
	10	Збереження мюонного заряду	L	?
	11	Збереження таонного заряду	L	?

Продовження таблиці 1

Тип закону збереження	№	Назва	Позначення	Фізичне походження
?	12	Збереження дивності	S	?
	13	Закони збереження кращи, шарму	v, c	?
	14	Збереження спіну	s	?
	15	Збереження гіперзаряду	Y - B + S	?
	16	Збереження повного ізотонічного спіну	T ₃	Ізотопічна симетрія

1. Закон збереження енергії у фізиці елементарних частинок виконується завжди, при умові:

$$\Delta E \Delta t \geq \frac{\hbar^2}{2}, (\Delta t - \text{час за який може порушуватись ЗЗЕ,}$$

$$\Delta t < 10^{-31}, 10^{-34} e),$$

$$E = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = T_k + U_n = const, (1)$$

2. Закон збереження імпульсу

$$\vec{p} = \frac{mv^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = const, (2)$$

3. Закон збереження моменту імпульсу

$$\vec{M} = [\vec{r} \cdot \vec{p}] = const, (3)$$

4. Закон збереження електричного заряду і сума зарядів до взаємодії рівна сумі зарядів після взаємодії.
5. Закон збереження баріонного заряду

$$p + n = \pi^+ + \gamma, (4)$$

$$q : +1 \quad 0 = +1 \quad 0,$$

$$s : +\frac{1}{2} \quad \frac{1}{2} = +0 \quad +1,$$

$$B : +1 \quad +1 \neq 0 \quad 0.$$

Якщо б дана реакція відбувалася, тоді вся речовина всесвіті була б нестабільна і за час $\tau = 10^{-16} c$ всесвіт перестав би існувати. Отже, існує якийсь закон збереження, який не дозволяє розпадатись нейтронам і протонам на мезон і лептони. Так як p, n носять загальну назву баріонів, то цей закон збереження назвали баріонним.

Кожна частинка (n чи p чи λ) має додатній баріонний заряд. Кожна античастинка – від’ємний. Баріонний заряд мезонів і лептонів рівний нулю.

Приклади реакцій розпаду, які забороняє закон збереження баріонного заряду:

$$p \xrightarrow{B:+1 \neq 0} \pi^+ + \gamma,$$

$$n \xrightarrow{B:+1 \neq 0} \pi^0 + \gamma,$$

$$n \xrightarrow{B:+1} p + e^- + \tilde{\nu},$$

$$p \xrightarrow{B:+1} n + e^+ + \tilde{\nu}.$$

6. Закони збереження лептонних зарядів

Розглянемо рівняння реакції:

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

$$q : 0 \quad 0 \rightarrow +1 + 1 - 1 - 1,$$

$$s : \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \rightarrow \frac{1}{2} + \frac{1}{2} + \frac{1}{2} - \frac{1}{2},$$

$$B \quad +1 + 1 \rightarrow +1 + 1 \quad 0 \quad 0.$$

Крім того, вияснився цікавий факт, що речовина краще поглинає антинейтрино чим нейтрино:

$$\tilde{\nu} + p \xrightarrow{L:-1} n + e^+,$$

$$\nu + p \rightarrow \dots$$

Крім того, реакція:

$$\mu^- \rightarrow e^- + \gamma,$$

$$\mu^- \rightarrow e^- + \nu + \tilde{\nu}.$$

Це означає, що існують закони збереження, схожі до закону збереження баріонного заряду, які не дозволять лептоном (e, μ, ν) самовільно розпадатись. Всі лептони отримали додатній лептонний заряд. Всі анти лептони – від’ємні. Решта частинок лептонний заряд мають нуль.

Як виявилось далі лептонних зарядів існувало три (L, L', L''):

$$L - \text{відповідає } e^-,$$

$$L' - \text{відповідає } \mu^-,$$

$$L'' - \text{відповідає таулептон } \tau^-.$$

7. Закон збереження спіну

Спін зберігається завжди, для нього не існує співвідношення Гейзенберга.

Спіном називають власний орбітальний момент кількості руху частинки.

8. Закон збереження дивності

Дивність отримали ті частинки, які при ядерних реакціях народжувались парами, і траєкторія руху їх утворювала букву Y .

Дивним є каони, які мають дивність: $S = +1$, а також гіперони (табл. 2):

Таблиця 2

№	1	2	3	4	5	6	7
Гіперон	λ^0	Σ^+	Σ^0	Σ^-	Ξ^-	Ξ^0	Ω^-
Дивний s	-1	-1	-1	-1	-2	-2	-3

$$\Omega^- \xrightarrow{s:-3} \Xi^0 + k^-,$$

$$n + k^- \xrightarrow{s:0} \lambda^0 + \pi^-.$$

Крім вище перекислених законів збереження виконується закон збереження частинка – античастинка.

Крім того існує наступне співвідношення:

$$Q = T_z + \frac{1}{2}(B \pm s),$$

Q – заряд,

s – спин,

B – баріонний зряд,

T_z – ізоспін.

8.3. Діаграма техніка Фейнмана

Для спрощення та графічного подання фізики ядра та елементарних частинок, Річард Фейнман запропонував відобразити кожну елементарну частинку, яка володіє масою, енергією, імпульсом та хвильовою функцією, у вигляді символічних ліній на спеціальному полі. По осі Ox відображалися координати в лабораторній системі координат, а по осі Oy - час.

Діаграмна техніка Фейнмана (або діаграми Фейнмана) - це графічний метод представлення математичних виразів теорії квантового поля та фізики елементарних частинок. Цей метод був розроблений американським фізиком Річардом Фейнманом і здобув велику популярність в середині 20 століття. Діаграми Фейнмана допомагають в інтуїтивному сприйнятті складних математичних концепцій та визначень в фізиці частинок.

Основні ідеї діаграмних технік Фейнмана:

Події та процеси представляються точками та стрілками на площині, де кожна точка відповідає певному стану частинки або події, а стрілки відображають рух частинок.

Взаємодії між частинками відображаються за допомогою "вершин" на діаграмі. Різні типи взаємодій (електромагнітна, слабка, сильна) мають власні правила подання у вигляді вершин та стрілок.

Рух частинок в просторі та часі представляється за допомогою ліній, які називаються "лініями часу".

Ймовірності подій та взаємодій обчислюються, враховуючи всі можливі діаграми та їх ваги.

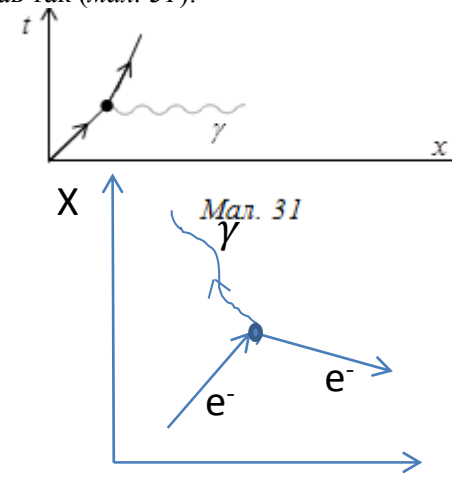
Діаграми Фейнмана допомагають легше розуміти різні фізичні процеси, включаючи розпади частинок, розсіювання, анігіляцію та інші.

Діаграми Фейнмана виявилися дуже потужним інструментом для розв'язання фізичних задач у фізиці частинок та квантового поля. Вони дозволяють фізикам графічно подавати та аналізувати складні процеси, і вони залишаються важливим інструментом в сучасній теоретичній фізиці.

На таких діаграмах позначалися (табл. 3):

Баріони	Канони і піони	Електрони і мезони	Квазічастинки різного роду	Гамма-кванти і фотони
—	~	—	----	~~~~

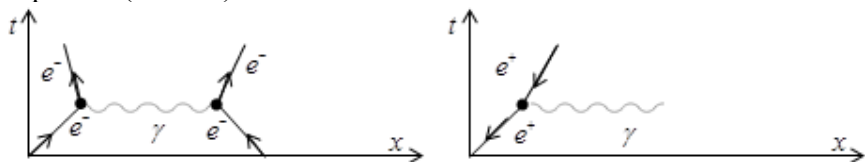
Наприклад, процес випромінювання електроном γ – кванта на діаграмі виглядав так (мал. 31):



На діаграмі показано спрямованість руху ферміонів. Якщо частинка випромінює іншу частинку, то нахил (кут) її руху відносно

осі Ox збільшується. Ті частинки, які рухаються паралельно до осі Ox , називаються віртуальними.

Наприклад розсіювання $e^- \rightarrow e^-$ на діаграмі Феймана можна зобразити (мал. 32):

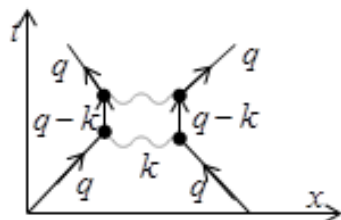


Мал. 32

Античастинка на такій діаграмі рухається проти часової вісі.

Точка, в якій сходяться лінії діаграми називається вузлом або вершиною діаграми.

Кожен вузол на діаграмі відповідає конкретній функції Гріна, і кожна лінія на діаграмі представляє функцію зв'язку, яка обчислюється як інтеграл по об'єму, визначеному квадратом модулю хвильової функції. Функція Гріна визначає ймовірність поглинання або випромінювання частинки на системі, яка взаємодіє з цією частинкою.



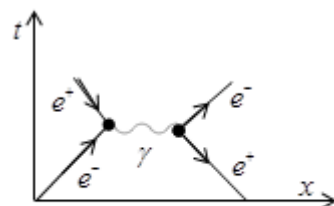
Мал. 33

Розглянемо, наприклад, процес електронного розсіювання, представивши його у вигляді діаграми відповідно до закону збереження імпульсу. (мал. 33).

q – квазіімпульс електрона,
 k – хвильовий вектор, імпульс фотона.

Розглянемо для прикладу анігіляцію і утворення пари e^- , e^+ (мал. 34):

$$e^- + e^+ \rightarrow \gamma \rightarrow e^- + e^+$$

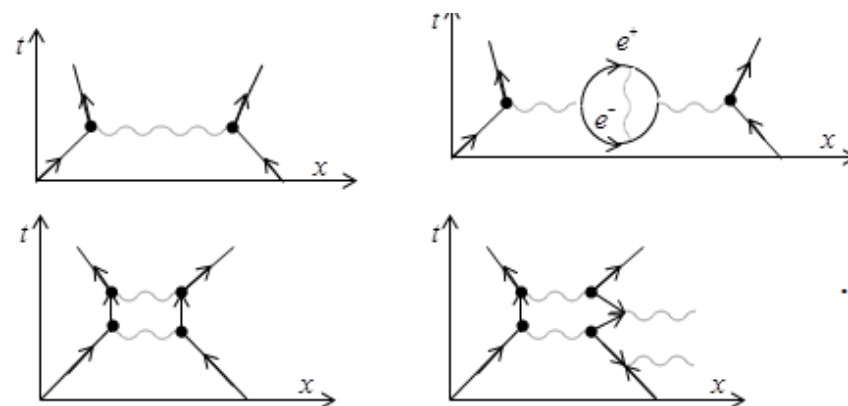


Мал. 34

Діаграмна техніка виявилася дуже

корисною для опису електромагнітної взаємодії і знайшла широке застосування в квантовій динаміці (КЕД), теорії електронів, електронного розсіювання і дослідженні фізики наносистем.

У випадку розсіювання електрона на електроні, відповідно до Закону збереження заряду та імпульсу, може мати місце кілька можливих реакцій. Давайте визначимо ці реакції, враховуючи їх ймовірність, починаючи з найбільш ймовірних. (мал.35).



Мал. 35

У 60-х роках КЕД дійшла висновку, що при розрахунку енергії анігіляції виникає проблема безмежності, оскільки кількість діаграм стає нескінченною, і кожна діаграма внесе свій вклад в загальну енергію, що також стає нескінченною.

Проте, у 80-х роках ця проблема була вирішена завдяки теорії перенормування. Ця теорія дозволила врахувати, що деякі з найбільш проблемних діаграм не мають значущого внеску і призводять до нульового вкладу в енергію анігіляції.

Незважаючи на успіх теорії перенормування, спроби використовувати діаграми Феймана для пояснення гравітації були неуспішними, оскільки після застосування цієї теорії енергія все ще залишалася безмежною (хоча насправді вона повинна була бути скінченною).

8.4. Класифікація елементарних частинок

Елементарні частинки класифікуються:

1. За статистиками Фермі, Бозе;
2. За масою;
3. За спіном, ізоспіном.

Класифікація за статистиками:

Елементарні частинки можна класифікувати за статистикою Фермі-Дірака та Бозе-Енштейна в залежності від їхнього спіну і властивостей:

Ферміони (Статистика Фермі-Дірака):

Спін: Частинки з половинним значенням спіну (наприклад, 1/2) відповідають статистиці Фермі-Дірака.

Заряд: Ферміони можуть мати різні заряди, включаючи нейтральні частинки.

Приклади: Електрони, мюони, нейтрино, кварки тощо.

Особливості: Ферміони підкоряються принципу виключення Паулі, що означає, що два ферміона не можуть перебувати в одному і тому ж квантовому стані одночасно. Це приводить до створення електронних оболонок та структури атомів.

Бозони (Статистика Бозе-Енштейна):

Спін: Частинки з цілим значенням спіну (наприклад, 0, 1) відповідають статистиці Бозе-Енштейна.

Заряд: Бозони також можуть мати різні заряди.

Приклади: Фотони, глюони, гігс-бозон, векторні бозони (W і Z), мезони тощо.

Особливості: Бозони не підкоряються принципу виключення Паулі, тобто декілька бозонів можуть перебувати в одному і тому ж квантовому стані. Це робить можливим утворення лазерного випромінювання та утворення конденсату Бозе-Ейнштейна в низькотемпературних умовах.

За масою елементарні частинки поділяються на:

- Частинки з нульовою масою:

γ – кванти, δ – гравітони, g – глюони;

- Лептони:

e^- , μ^- , τ^- , ν_e , ν_μ , ν_τ ;

- Мезони:

π^+ , π^0 , k^\pm , k^0 ;

- Нуклони:
 n , p , Δ^{++} , Δ^- , Δ^+ , Δ^0 .

- Гіперони:

λ^0 , E^- , E^+ , E^0 , Ξ^\pm , Ξ^0 , Ω^- .

Хоча в наш час були виявлені мезони із масами більшими за маси нуклонів і навіть деяких гіперонів.

Сучасна класифікація елементарних частинок виглядає так:

Лептони: Лептони є одними з найлегших відомих елементарних частинок. До цієї групи належать електрони, мюони та тау-лептони. Вони мають дуже малу масу та заряд.

Кварки: Кварки також відомі своєю малою масою, але вони не ізольовані та завжди знаходяться в комбінаціях, які називають мезонами та баріонами. Кварки поділяються на шість "смаків" або видів: вверх, вниз, дивний, чарівний, верхній та нижній.

Бозони (гігс-бозон, W та Z бозони, фотони тощо): Бозони відповідають за передачу сил в природі і мають масу, але їхні маси можуть значно відрізнитися. Наприклад, фотони мають нульову масу, тоді як гігс-бозон має значну масу. Завдяки масі деякі бозони короткоживучі і руйнуються дуже швидко, тоді як інші, такі як фотони, є стабільними.

Інші групи: Поза основними групами частинок, існують також інші елементарні частинки, які мають свою масу та важливе значення в сучасній фізиці частинок, такі як нейтрино (маса, але дуже мала), аксіони та інші.

3) За ізоспіном

При дослідях з елементарними частинками було виявлено, що p і n поводять себе як одна частинка, але з різним зарядом. Кожній частинці було присвоєно квантове число, яке назвали ізоспіном.

Класифікація елементарних частинок за ізоспіном є важливою характеристикою в теоретичній фізиці та ядерній фізиці. Ізоспін - це квантовий числовий параметр, який описує властивість частинок стосовно сильної взаємодії, зокрема, відповідає за їхню спрямованість та сильну взаємодію з ядром. Ось розширена характеристика класифікації елементарних частинок за ізоспіном:

Баріони:

Ізоспін: Баріони, такі як протони та нейтрони, мають ізоспін $I = 1/2$.

Спін: Спін баріонів також дорівнює $1/2$.

Заряд: Баріони можуть мати різний заряд, включаючи позитивний, нейтральний та від'ємний.

Мезони:

Ізоспін: Більшість мезонів мають ізоспін $I = 0$ або $I = 1$.

Спін: Спін мезонів може бути 0 або 1 .

Заряд: Мезони можуть мати різний заряд, включаючи нейтральні, позитивні та від'ємні мезони.

Лептони:

Ізоспін: Лептони, такі як електрони, мюони та нейтрино, мають ізоспін $I = 1/2$.

Спін: Спін лептонів також дорівнює $1/2$.

Заряд: Лептони можуть мати різний заряд, включаючи нейтральні та заряджені електрони та мюони.

Безмасові бозони:

Ізоспін: Деякі безмасові бозони, такі як фотони та глюони, мають ізоспін $I = 1$.

Спін: Фотони мають спін 1 , а глюони - спін 1 .

Заряд: Фотони є нейтральними, а глюони несуть сильний заряд.

Класифікація за ізоспином допомагає визначити, як частинки взаємодіють одна з одною та з ядром. Ця характеристика є важливою для розуміння сильної взаємодії та ядерної фізики, а також для розв'язання питань щодо структури атомних та субатомних частинок.

З залежності від заку ізоспіну і його значення одна й та сама частинка могла мати різні заряди. Наприклад, для нейтрона і протона таку частинку назвали нуклон.

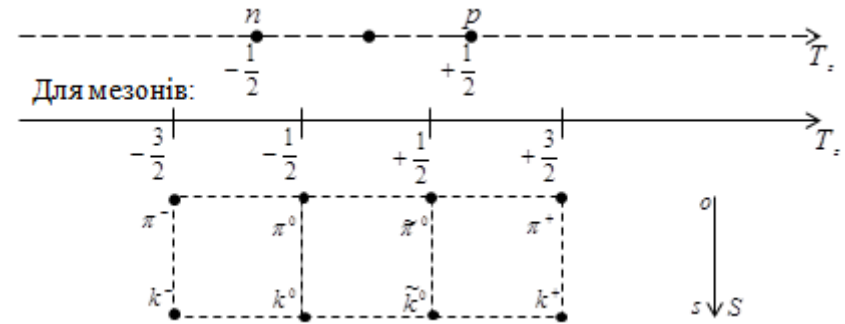
Відповідно частинки можна класифікувати за ізоспином (окрім лептонів і квантів) (мал. 36).

Відкриття елементарної частинки Омега мінус (Ω^-) та гіперонів (це група баріонів) було важливою подією в елементарній частинковій фізиці та призвело до додаткового розвитку класифікації частинок за ізоспином. Розкажу більше про це відкриття та його вплив на класифікацію за ізоспином:

Відкриття гіперонів та Омега мінус:

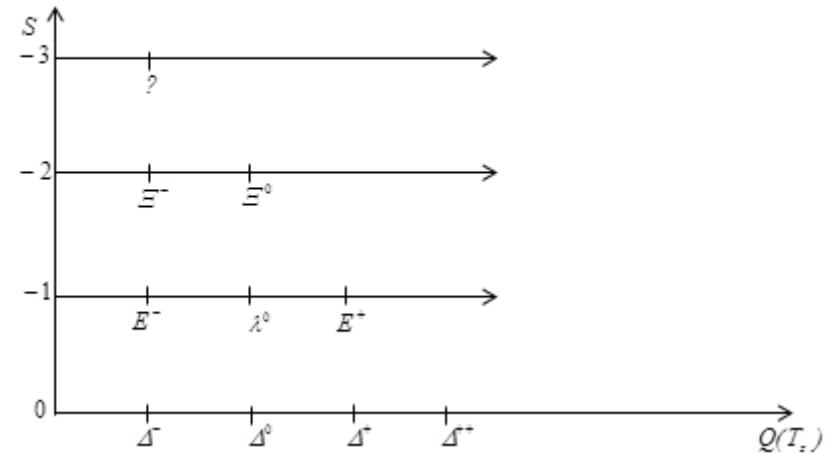
У 1964 році в експерименті, проведеному при участі Джеймса Кроніна та Вала Фітцпатріка на антипротонному накопичувачі в Стенфордському лінійному прискорювачі (SLAC), були вперше

виявлені гіперони. Гіперони - це баріони, які містять один або більше дивних кварків.



Для гіперонів:

Мал. 36



Продовження мал. 36

У той самий час і в тому ж місці було виявлено Омега мінус (Ω^-), яка є гіпероном та є найважчою відомою баріонною частинкою. Відкриття Омега мінус було значущим, оскільки ця частинка допомогла довести існування кварків і підтвердила їхню класифікацію за ізоспином.

Класифікація за ізоспіном та гіперони:

Класифікація за ізоспіном розширилася після відкриття гіперонів та Омега мінус. Гіперони мають додатковий дивний кварк у порівнянні зі звичайними баріонами, і їхні ізоспіни можуть бути визначені за рахунок властивостей дивного кварку.

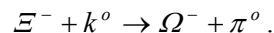
Омега мінус має ізоспін 3/2, і ця характеристика була важливою для розуміння структури баріонів зі странными кварками.

Важливість відкриття:

Відкриття гіперонів та Омега мінус внесло вагому інформацію до класифікації частинок та допомогло у розумінні існування та властивостей кварків.

Гіперони та Омега мінус також вивчаються як частинки, які існують у важких адронних експериментах, таких як зіткнення великих адронних колайдерів (LHC) на CERN. Їхні властивості важливі для розуміння адронної фізики.

Вцілому, відкриття Омега мінус та гіперонів дало новий інсайт в класифікацію та властивості елементарних частинок і сприяло подальшим дослідженням у галузі фізики частинок та кваркової моделі.



Зауваження! Крім перекислених вище класифікацій елементарні частинки групують в групи частинок і античастинок.

8.5. Типи взаємодії порушення законів збереження

Як виявилось під час деяких реакцій певні закони збереження можуть порушуватись. До 80-х років існувало чотири типи взаємодій. Запишемо їх в порядку збільшення потужностей:

I – гравітаційна;

II – слабка;

III – електромагнітна;

IV – ядерна (сильна взаємодія).

I. Гравітаційна взаємодія виникає між елементарними частинками які мають нульову масу спокою. Квантом гравітаційної взаємодії вважають досі не відкриту частинку, яку називають гравітоном, позначають σ , $q=0$, $m=0$, $s=2$.

через те,що σ має спін рівний двом, гравітаційна взаємодія завжди + (тіла притягуються). Оскільки маса спокою σ рівна нулю,

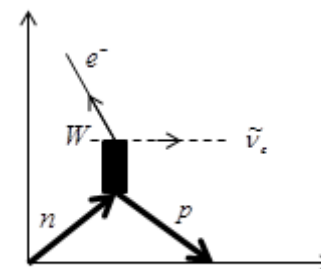
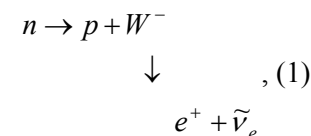
радіус такої взаємодії безмежний швидкості руху є рівна швидкості світла (і всіх квантів взаємодій).

II. Слабка взаємодія відповідає за процеси, які відбуваються в середині елементарної частинки. Квантом слабкої взаємодії є векторні бозони:

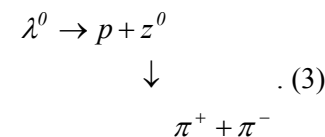
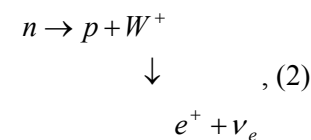
$$W^\pm, \quad q = \pm 1, \quad m = 80,7 \text{ GeV}, \quad s = 1,$$

$$z^0 \text{ – зюон (векторний бозон): } q = 0, \quad m = 95,2 \text{ GeV}, \quad s = 1.$$

Наприклад реакцію розпаду n (слабка взаємодія) можна зобразити в два етапи (мал. 37):



Мал. 37



Слабка взаємодія, в зв'язку з тим, що m квантів дуже великі, є короткодійною.

Додаткову енергію на свою масу векторні бозони позичають у вакууму на дуже короткий проміжок часу так, щоб виконувалося

$$\Delta E \Delta t = \frac{\hbar^2}{4}. \quad (4)$$

III. Квантом електромагнітної взаємодії є фотон:

$$\gamma : q = 0, \quad m = 0, \quad s = 1.$$

Радіус електромагнітної взаємодії є безмежним. Прикладом елементарної взаємодії є:

$$E^0 \rightarrow \lambda^0 + \gamma, \quad \Delta^+ \rightarrow p + \gamma.$$

IV. Сильна (ядерна) взаємодія

Квантами взаємодії є піони, їх параметри описувались вище.

Взаємодія є короткодійною:

$$p + \pi^- \rightarrow n + \pi^0, \quad n + \pi^+ \rightarrow p + \pi^0.$$

Як виявили досліди деякі закони збереження при певних взаємодіях можуть порушуватись (табл. 4).

Де + – збереження, – – незбереження, ? – невідомо, $\pm ?$ – можливо не збережений чи збережений.

Таблиця 4

№	\mathfrak{S} E	\mathfrak{S} Q	\mathfrak{S} C _{парн.}	\mathfrak{S} CP _{парн.}	\mathfrak{S} CPT _{парн.}	\mathfrak{S} s	\mathfrak{S} L	Зберігається баріонний заряд	Збереження дивності S, B, T, C
Гравітаційна	+	+	+	+	+	+	+	+	+

Продовження таблиці 4

Взаємодія									
Слабка взаємодія	+	+	-	+	+	+	+	+	+
Електромагнітна взаємодія	+	+	-	+	+	+	+	+	+
Сильна взаємодія	+	+	-	+	+	+	-	+	+

Дивність не зберігається при слабкій взаємодії. В процесі розпаду частинки за слабкою взаємодією дивність її мінімальна на 1 порядок:

$$\Omega^- \xrightarrow{s:-3} \Xi^- + \pi^0 \xrightarrow{s:-2 + 0}$$

↓

$$E^- + \pi^0 \xrightarrow{s:-1 + 0}$$

Наприклад, визначити до якого типу взаємодії відноситься реакція:

$$\mu^- \rightarrow e^- + \tilde{\nu}_e + \nu_\mu \quad (\text{I}) - \text{слабка взаємодія};$$

$$\Omega^- \rightarrow \Xi^- + \tilde{k}^0 \quad (\text{II}) - \text{сильна взаємодія};$$

$$\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma \quad (\text{III}) - \text{електромагнітна взаємодія}.$$

8.6. Квантова хромодинаміка

У 1982 році в зв'язку з великою кількістю елементарних частинок була запропонована теорія кварків.

Кожна елементарна частинка містила в собі комбінацію кварків. Всі кварки були ферміонами, розрізняли три типи кварків:

u – up;

d – down;

s – strange.

Наприклад всі мезони склалися з кварк-антикварк пари. Всі гіперони – з комбінації трьох кварків.

Всі кварки мають дробовий заряд:

$$u: m = 0,33 \text{ GeV}, \quad q = +\frac{2}{3};$$

$$d: m = 0,40 \text{ GeV}, \quad q = -\frac{1}{3};$$

$$s: m = 0,51 \text{ GeV}, \quad q = -\frac{1}{3}, s = -1.$$

У 2008 році в CERNі на лінійному прискорювачі вперше була отримана так звана кварк-глюонна плазма, в якій і можна було виділити окремі кварки.

Розглянемо різні комбінації кварків і утворені з них частинки.

Мезони:

$$\begin{array}{lll} u\bar{d} \rightarrow \pi^+; & u\bar{s} \rightarrow k^+; & s\bar{d} \rightarrow k^0. \\ \bar{u}d \rightarrow \pi^-; & \bar{u}s \rightarrow k^-; & \\ u\bar{u} \rightarrow \pi^0; & d\bar{s} \rightarrow \bar{k}^0; & \end{array}$$

Гіперони:

$$\begin{array}{lll} uud \rightarrow p_{+1}; & uss \rightarrow \Xi^0; & dss \rightarrow \Xi^-; \\ udd \rightarrow n_0; & dds \rightarrow \Sigma^-; & sss \rightarrow \Omega^-. \\ uds \rightarrow \lambda^0; & uus \rightarrow \Sigma^+; & \end{array}$$

Виникає питання, оскільки кварки є ферміонами, то наприклад стан uud для p є забороненим, згідно принципу Паулі, для Ω^- – три рази заборонені. Отже, кварки мають квантові числа, невідомі для нас, і ці квантові числа себе ніяк не проявляють при комбінації кварків.

Із цієї властивості слідує, що це квантове число є зарядового типу і проявляє себе як заряд. У 1990 році було запропоновано називати цей заряд кольором, а наука, яка описує взаємодію «кольорових» частинок називали по аналогії до науки, яка описує взаємодію заряджених частинок. Ця наука називається – хромодинаміка.

У кварків розрізняють три зарядових стани:

- ✓ червоний (ч);
- ✓ синій (с);

- ✓ зелений (з).

Крім того разом із кольором існує анти колір ($\bar{u}, \bar{c}, \bar{s}$).

Сума $ч + з + с = \text{білий (б)} = 0$,

$$ч + \bar{ч} = з + \bar{з} = с + \bar{с} = 0 = \bar{б}.$$

Взаємодії між кварками (квант взаємодії) є глюон:

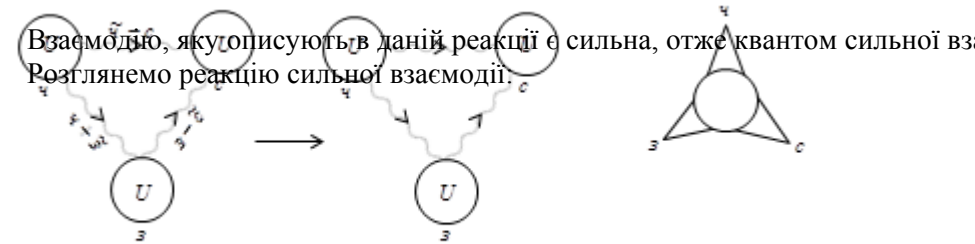
$$q, \quad q = 0, \quad m = 0, \quad s = 1.$$

Глюон несе на собі кольоровий заряд, при чому не просто заряд, а комбінацією колір-антиколір.

Наприклад, розглянемо взаємодію:

$$u + g \rightarrow u + g.$$

Розглянемо повну реакцію (мал. 38):



Взаємодію, яку описують в даній реакції є сильна, отже квантом сильної взаємодії є глюон. Розглянемо реакцію сильної взаємодії.

Мал. 38

$$p + k^0 \rightarrow \Sigma^+ + \phi^0,$$

$$p + k^0 \rightarrow \lambda^0 + \pi^+,$$

$$\Sigma^+ + \Xi^- \rightarrow p + \Omega^-$$

$$\downarrow$$

$$\Xi^0 + \lambda^0$$

$$\Omega^- + \Xi^0 \rightarrow \Omega^- + \Xi^0.$$

**8.7. Слабка взаємодія та електромагнітна взаємодія.
Об'єднання взаємодій, лектрослабка взаємодія**

Розглянемо з точки зору квантової хромодинаміки електромагнітну і слабку взаємодію.

а) Електромагнітна взаємодія

$$\begin{aligned} \lambda^0 + \gamma &\rightarrow \Sigma^0, \\ uds + \gamma &\rightarrow u^* ds, \\ uds + \gamma &\rightarrow d^* us, \quad \Sigma^{*0}, \\ uds + \gamma &\rightarrow s^* ud, \quad \Sigma^{**0}, \\ n + \gamma &\rightarrow \Delta^0, \\ udd + \gamma &\rightarrow ud^* d, \\ p + \gamma^0 &\rightarrow \Delta^+, \\ uud + \gamma &\rightarrow uud^*. \end{aligned}$$

Зрозумілою стає реакція:

$$\begin{aligned} \pi^0 &\rightarrow \gamma + \gamma, \\ u\bar{u} &\rightarrow \gamma + \gamma. \end{aligned}$$

б) Слабка взаємодія

Розглянемо елементарну реакцію слабкої взаємодії:

$$\begin{aligned} n &\rightarrow p + e^- + \tilde{\nu}_e, \\ n &\rightarrow p + W^- \rightarrow e^- + \tilde{\nu}_e, \\ udd &\rightarrow duu \rightarrow W^- \rightarrow e^- + \tilde{\nu}_e, \\ \Delta^{++} &\rightarrow p + e^+ + \nu_e, \quad (1) \\ uuu &\rightarrow uud \rightarrow W^+ \rightarrow e^+ \nu_e. \end{aligned}$$

Розглянемо реакцію:

$$\begin{aligned} \Sigma^0 &\rightarrow \lambda^0 + \gamma, \quad (2) \\ u^* ds &\rightarrow uds + \gamma. \end{aligned}$$

Із порівняння (1), (2) слідує, що ці реакції будуть ідентичними якщо $m_{W^+} \rightarrow 0$. В масштабах квантової механіки це можливо, якщо відстань до частинки прямує до нуля ($\Delta x \rightarrow 0$) або енергія прямує до ∞ ($\Delta E \rightarrow \infty$). Таке об'єднання двох взаємодій назвали електрослабкою взаємодією.

8.8. Сильна взаємодія. Теорія великого об'єднання

Квантами сильної взаємодії є глюони g , з $m=0$ із вісьми можливими комбінаціями зарядових станів, які ми назвали кольором. Якщо припустити, що в глюона забрати колір, то він не буде відрізнятися від фотона. Оскільки, для однієї і тієї ж частинки, наприклад p^0 , енергія сильної взаємодії в 1000 раз більша за електромагнітну, отже надлишок енергії при перетворенні глюона в фотон повинен виділитися у вигляді дуже важкої частинки. Ймовірність такого процесу, згідно співвідношення невизначеностей буде дуже маленькою, а час життя частинки, яка розпадається буде дуже великим.

Наприклад, для p'_0 теоретичні розрахунки дають $I_p = 10^{-31} - 10^{34} p$.

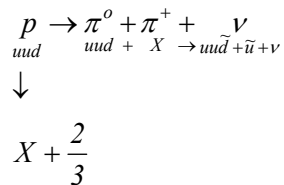
Експериментальне підтвердження цього факту поки що не було доведено.

Для того, щоб прискорити процес розпаду p'_0 йому необхідно надати енергію рівну подвійній енергії народжуваної частинки. За теоретичними розрахунками швидкість p'_0 повинна прямувати до швидкості світла. Це приблизно $4 \div 6 TeV$.

Для цього в Швейцарії побудували великий адронний колайдер, де планується розігнати два пучка протонів до швидкості світла і зіштовхнути їх. Ці частинки називали бозонами Хігса. Існує дванадцять типів бозонів Хігса. Ці бозони об'єднують в один суперпощ:

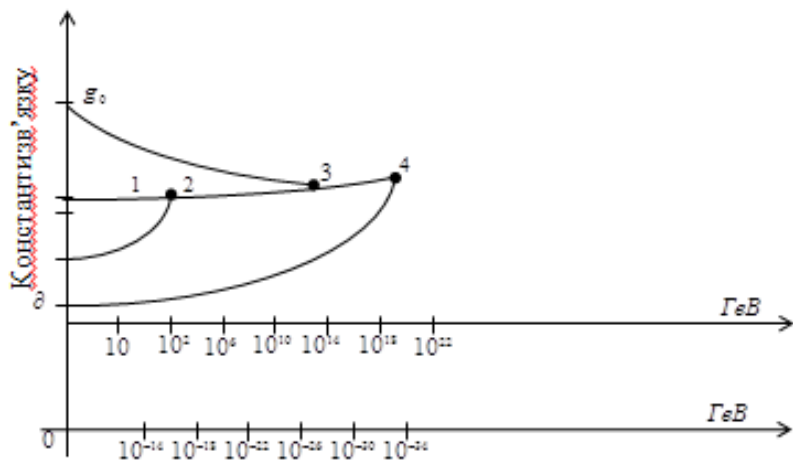
$$\gamma, W^\pm, z^0, 8g, (\gamma, \omega^\pm, z^0, 8g) \equiv X.$$

Розглянемо елементарну реакцію з X-бозоном:



8.9. Гравітаційна взаємодія. Теорія суперсиметрії. Теорія суперструн та мембран

Зобразимо на графіку *const* всіх взаємодій (мал. 39):

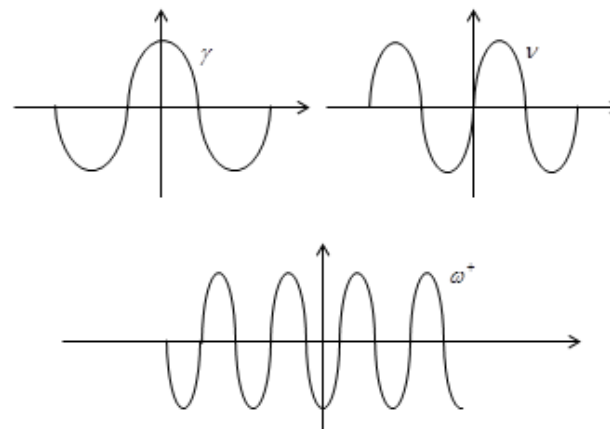


Мал. 39

1. Електро-магнітна взаємодія.
2. Електрослабка взаємодія.
3. Теорія великого об'єднання.
4. Супер поле.

В результаті об'єднання всіх взаємодій кожна частинка і античастинка в такій теорії буде мати свого суперпартнера. Назви суперпартнерів частинок утворюються додаванням приставки с-. Наприклад, кварк – скварк, лептон – слептон. Кванти взаємодій утворюються з додаванням приставки іно-. Наприклад, фотон – фотіно, гравітон – гравітіно.

Крім теорії суперсиметрії існує теорія суперструн та мембран. Ці теорії дають змогу зрозуміти внутрішню структуру елементарних частинок. Згідно теорії суперструн та чи інша елементарна частинка є нічим іншим, як деяка гіпотетична суперструна, що коливається з повною частотою за законом *sin* або *cos*. Бозони – за законами *cos*, ферміони – за *sin* (мал. 40).



Мал. 40

ПРАКТИЧНА ЧАСТИНА

1. Визначення енергії зв'язку та швидкостей ядерних частинок

Задачі з розв'язками

Задача 1.1. Які швидкості має позитрон, протон і α – частинка з енергією $E = 1 \text{ MeV}$.

Розв'язання:

$$T = E_k = c\sqrt{p^2 + M^2c^2} - Mc^2,$$

$$c\sqrt{p^2 + M^2c^2} = E_k + Mc^2,$$

$$p^2 + M^2 c^2 = \frac{(E_k + M c^2)^2}{c^2},$$

$$p = \sqrt{\frac{(E_k + M c^2)^2}{c^2} - M^2 c^2},$$

$$v = \frac{p}{M},$$

$$v = c \sqrt{\left(\frac{E_k}{M c^2} + 1\right)^2 - 1}.$$

Отже,

$$v_e = 2,82 \cdot 10^{10} \frac{cm}{c}, v_p = 1,4 \cdot 10^9 \frac{cm}{c}, v_\alpha = 7 \cdot 10^8 \frac{cm}{c}.$$

Задача 1.2. При спостереженні була виявлена реакція розпаду дейтрона на n і p під впливом γ – випромінювання з енергією $E_{\gamma} = 2,63 \text{ MeV}$. Визначити енергію та напрям вильоту n і p , якщо $E_{\gamma}(D) = 2,22 \text{ MeV}$.

Розв'язання:

$$E_{\gamma}(D) = 2,22 \text{ MeV},$$

$${}_1D^2 + {}_0\gamma^0 \rightarrow {}_0n^1 + {}_1p^1,$$

$$p_{({}_1p^1)} = p_{({}_0n^1)},$$

$$E_{\gamma} = E_{\gamma}(D) + 2E_p,$$

$$2E_p = E_{\gamma} - E_{\gamma}(D).$$

Отже,

$$E_p = 0,205 \text{ MeV}.$$

Задача 1.3. В процесі термоядерної реакції два атоми ${}_2He^3$ утворюють ${}_2He^4$ і деякі інші частинки. Знайти енергію розльоту частинок, якщо відомо, що утворюється ядро гелію практично не рухається, а кінетична енергія атомів ${}_2He^3$ рівна 4 MeV . А енергія зв'язку наближено рівна енергії зв'язку ${}_2He^4$.

Розв'язання:

$${}_2He^3 + {}_2He^3 = {}_2He^4 + 2{}_1p^1,$$

$$2T({}_2He^3) + 2E_{\gamma}({}_2He^3) = E_{\gamma}({}_2He^4) + 2T({}_1p^1),$$

$$2 \cdot 4 \text{ MeV} + 28,3 \text{ MeV} = 2T({}_1p^1).$$

Отже,

$$T({}_1p^1) = 18,15 \text{ MeV}.$$

Задача 1.4. Яку енергію (в MeV) треба витратити, щоб розщепити ядро та віддалити його складові частини на таку відстань, щоб силою їх взаємодій можна було знехтувати, а їх кінетична енергія стала дорівнювати нулю?

Розв'язання:

$$E_{\gamma} = c^2 \Delta m = 931 \Delta m, \text{ MeV},$$

$$\Delta m = 2m_{{}_1H^1} + 2m_n - m_{{}_2He^4},$$

Отже,

$$E_{зв} = 931 \cdot [2 \cdot 1,00812 + 2 \cdot 1,00898 - 4,00390] \cdot \text{MeV} = 28 \text{ MeV}.$$

Задачі для самостійного розв'язання

Задача 1.5. Визначити дефект маси Δm , енергію зв'язку $W_{зв}$ і питому енергію зв'язку ядра атома бору ${}_{5}^{10}\text{B}$.

Задача 1.6. Знайти енергію зв'язку ядра ${}_{2}\text{He}^4$.

Задача 1.7. Повільні протони з енергією декілька сотень, а то і декілька KeV можуть викликати розщеплення літію. Якщо відомо, що енергія зв'язку ${}_{3}\text{Li}^7$ рівна 32 MeV , знайти енергію вилітаючих α -частинок.

Задача 1.8. Визначити енергію α -частинки в ядрі атома ${}_{10}\text{Ne}^{20}$.

Задача 1.9. Яку енергію треба затратити, щоб розділити ${}_{8}\text{O}^{16}$ на чотири α -частинки.

Задача 1.10. Підрахувати енергію зв'язку, яка припадає на один нуклон в ядрах ${}_{3}\text{Li}^6$.

2. Основні характеристики ядер і ядерні моделі

Задачі з розв'язками

Задача 2.1. Визначити густину ядерної речовини, густину і заряд ядра хлору ${}_{17}\text{Cl}^{36}$.

Розв'язання:

$$q = 17 \cdot e = 17 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл} = 2,72 \cdot 10^{-18} \text{ (Кл)},$$

$$j = \frac{q}{V} = \frac{3q}{4\pi r^3} = \frac{3q}{4\pi c_0^3 A},$$

$$r = r_0 \sqrt[3]{A},$$

$$j_{Cl} = \frac{3 \cdot 2,72 \cdot 10^{-18} \text{ Кл}}{4 \cdot 3,14 \cdot 36 \cdot (1,2 \cdot 10^{-15} \text{ м})^3} = 1,5 \cdot 10^{26} \left(\frac{\text{Кл}}{\text{м}^3} \right),$$

$$m = 17p + 19n = (17 + 19) \cdot 1,67 \cdot 10^{-27} \text{ м} = 6,01 \cdot 10^{-26} \text{ (м)}.$$

Отже,

$$\rho = \frac{m}{V} = \frac{3m}{4\pi r_0^3 A} = 3 \cdot 10^{14} \left(\frac{\text{г}}{\text{см}^3} \right).$$

Задача 2.2. Визначити, які з перелічених ядер є ізотонами, ізотопами, ізобарами і дзеркальними ядрами:
 ${}_{5}\text{B}^{12}$, ${}_{6}\text{C}^{14}$, ${}_{7}\text{N}^{14}$, ${}_{8}\text{O}^{14}$, ${}_{8}\text{O}^{16}$.

Розв'язання:

$$\text{B: } \begin{matrix} p = 5 \\ n = 7 \end{matrix};$$

$$\text{C: } \begin{matrix} p = 6 \\ n = 8 \end{matrix};$$

$$\text{N: } \begin{matrix} p = 7 \\ n = 7 \end{matrix};$$

$$\text{O: } \begin{matrix} p = 8 \\ n = 6 \end{matrix};$$

$$\text{O: } \begin{matrix} p = 8 \\ n = 8 \end{matrix}.$$

Отже,

ізотопи: ${}_{8}\text{O}^{14}$, ${}_{8}\text{O}^{16}$,

ізобари: ${}_{6}\text{C}^{14}$, ${}_{7}\text{N}^{14}$, ${}_{8}\text{O}^{14}$,

ізотони: ${}_{6}\text{C}^{14}$, ${}_{7}\text{N}^{14}$, ${}_{8}\text{O}^{14}$, ${}_{5}\text{B}^{12}$,

дзеркальні: ${}_{7}\text{N}^{14}$, ${}_{8}\text{O}^{16}$.

Задачі для самостійного розв'язання

Задача 2.3. Знайти густину і заряд ядра ${}_{17}\text{Cl}^{36}$.

Задача 2.4. Визначити які з перелічених ядер є ізотонами, ізобарами, ізотопами і дзеркальні ${}_{5}\text{B}^{12}$, ${}_{16}\text{C}^{14}$, ${}_{17}\text{N}^{14}$, ${}_{8}\text{O}^{14}$, ${}_{8}\text{O}^{16}$.

3. Закони радіоактивного розпаду

Задачі з розв'язками

Задача 3.1. β – радіоактивний ізотоп St^{80} має період піврозпаду 20 років. Порахувати, яка доля ізоотопу залишиться через 10 років і через 100 років.

Розв'язання:

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

$$\lambda = \frac{\ln 2}{T},$$

$$N = N_0 e^{-\frac{\ln 2}{T} t}.$$

Отже,

$$\frac{N}{N_0} = e^{-\frac{\ln 2}{T} t_1} = 0,71,$$

$$\frac{N}{N_0} = e^{-\frac{\ln 2}{T} t_2} = 0,034.$$

Задача 3.2. Яка доля радіоактивного ізоотопу To^{234} розпадеться за секунду, добу, 20 діб, якщо період піврозпаду торію $T = 24,1$ днів.

Розв'язання:

$$\frac{N_0 - N_1}{N_0} = 1 - e^{-\frac{\ln 2}{T} t},$$

Отже, при $t_1 = 1 \text{ c}$:

$$\frac{N_0 - N_1}{N_0} = 1 - e^{-\frac{\ln 2}{T} t_1} = 1 - e^{-\frac{\ln 2}{24,1} \cdot 1} = 0,97,$$

при $t_2 = 1$ доба:

$$\frac{N_0 - N_1}{N_0} = 1 - e^{-\frac{\ln 2}{T} t_2} = 1 - e^{-\frac{\ln 2}{24,1} \cdot 1 \cdot 24 \cdot 3600} = 0,02999,$$

при $t_3 = 20$ діб:

$$\frac{N_0 - N_1}{N_0} = 1 - e^{-\frac{\ln 2}{T} t_1} = 1 - e^{-\frac{\ln 2}{24,1} \cdot 20 \cdot 24 \cdot 3600} \approx 0.$$

Задача 3.3. Періоди піврозпаду U^{238} і U^{235} рівні відповідно $T_1 = 4,51 \cdot 10^9 \text{ p}$ і $T_2 = 0,713 \cdot 10^9 \text{ p}$. Знайти час життя цих елементів.

Розв'язання:

$$\tau = \frac{1}{\lambda} = \frac{T}{\ln 2}.$$

Отже,

$$\tau_1 = \frac{4,51 \cdot 10^9 \text{ p}}{\ln 2} = 6,5 \cdot 10^9 (\text{p}),$$

$$\tau_2 = \frac{0,713 \cdot 10^9 \text{ p}}{\ln 2} = 1,016 \cdot 10^9 (\text{p}).$$

Задача 3.4. У рештках тварини, яку знайшли археологи біля міста Житомира концентрація атомів ізоотопів вуглецю $\frac{C_{13}}{C_{12}} = \frac{1}{32}$. Врахувавши, що в повітрі концентрація відношення

ізоотопів $\frac{C_{13}}{C_{12}} = \frac{1}{12}$ та знаючи період піврозпаду $T_{C_{13}} = 1600 \text{ p}$ знайти дату смерті тварини.

Розв'язання:

$$\frac{N}{N_0} = \frac{12}{32} = e^{-\frac{\ln 2}{T} t},$$

$$\ln \frac{12}{32} = -\frac{\ln 2}{T} t.$$

Отже,

$$t = -\frac{\ln \frac{12}{32} \cdot T}{\ln 2} = -\ln \left(\frac{12}{32} - 2 \right) \cdot T = \ln \left(2 - \frac{12}{32} \right) \cdot 1600 = 776,8 \text{ (р)}.$$

Задача 3.5. Визначити постійну розпаду деякої речовини, якщо за годину інтенсивність її зменшилась на 10%, а продукти розпаду є радіоактивними.

Розв'язання:

$$\lambda = \frac{A}{N},$$

$$A = \lambda N,$$

$$A_0 = \lambda N_0,$$

$$0,9 A_0 = \lambda N_0 e^{-\lambda t},$$

$$\frac{1}{0,9} = e^{\lambda t},$$

$$\ln \frac{1}{0,9} = \lambda t.$$

Отже,

$$\lambda = \frac{\ln \frac{1}{0,9}}{1} = 0,1.$$

Задача 3.6. Для визначення періоду пів-розпаду радіоактивної речовини використали лічильник імпульсів. Протягом часу $\Delta t = 1 \text{ хв}$ зафіксовано $\Delta n_1 = 250$ імпульсів, а через $t = 1 \text{ год}$ від першого вимірювання – $\Delta n_2 = 92$ імпульси на хвилину. Визначити сталу радіоактивного розпаду і період піврозпаду ізотопу.

Розв'язання:

$$\Delta n_1 = k \Delta N_1 = k N_1 (1 - e^{-\lambda \Delta t}),$$

$$\Delta n_2 = k \Delta N_2 = k N_2 (1 - e^{-\lambda \Delta t}),$$

$$N_2 = N_1 e^{-\lambda t}.$$

Тоді,

$$\frac{\Delta n_1}{\Delta n_2} = \frac{N_1}{N_2} = e^{\lambda t},$$

$$\ln \frac{\Delta n_1}{\Delta n_2} = \lambda t,$$

$$\lambda = \frac{1}{t} \ln \frac{\Delta n_1}{\Delta n_2},$$

$$\lambda = \frac{1}{3600} \ln \frac{250}{92} = \frac{\ln 2,72}{3600} = 2,78 \cdot 10^{-4} \text{ c}^{-1}.$$

Отже,

$$T_{\frac{1}{2}} = \frac{\ln 2}{\lambda},$$

$$T_{\frac{1}{2}} = \frac{0,693}{2,78 \cdot 10^{-4}} = 2490 \text{ c}.$$

Задачі для самостійного розв'язання

Задача 3.7. З'ясувати чи можливе існування стабільних важких ядер, які складаються тільки з нейтронів.

Задача 3.8. Період піврозпаду U^{234} $T_{U^{234}} = 2,48 \cdot 10^5$ років. Чи залишився хоча б один атом який існував в момент утворення Землі $t = 4 \cdot 10^9$ років назад? Як пояснити те, що в природньому урані U^{234} присутній в домішці 0,055%?

Задача 3.9. β - радіоактивний ізотоп St^{80} має період піврозпаду $T_{\frac{1}{2}} = 20$ років. Яка доля ізотопу 1) через 40 років, 2) через 400 років залишиться?

Задача 3.10. Знайти дефект маси ядра ${}_8O^{16}$.

Задача 3.11. Знайти дефект маси ядра ${}_2He^4$.

4. Альфа – розпад

Задачі з розв'язками

Задача 4.1. Знайти період піврозпаду атомів U^{240} (який є α – радіоактивний), якщо відомо, що відношення швидкості вильоту частинки до радіусу дочірнього ядра $\frac{v}{R} = 0,1 \frac{I}{c}$, а енергія α – частинок рівна 9 MeV . Потенціальна енергія взаємодії α – частинки всередині ядра рівна нулю. Постійна радіоактивного розпаду зв'язана з проникністю бар'єру.

Розв'язання:

$$\lambda = \frac{V}{R} \cdot D = 10^{-9},$$

$$T = 10^9 \text{ років},$$

$$D = \left| \frac{\psi_1}{\psi_2} \right|^2,$$

$$\psi_1 = e^{+\frac{i}{\hbar} \sqrt{2mE} \cdot r},$$

$$\psi_2 = e^{-\frac{i}{\hbar} \sqrt{2m(U-E)} \cdot r},$$

$$\frac{\psi_1}{\psi_2} = e^{-\frac{i}{\hbar} r (\sqrt{2m(U-E)} + \sqrt{2mE})},$$

Отже,

$$U_{\text{бар}} = 30 \text{ MeV}.$$

Задачі для самостійного розв'язання

Задача 4.2. Знайти материнське ядро, якщо відомо, що після двох α -розпадів утворилось ядро Au з атомною масою 198 і зарядом 79.

Задача 4.3. Невідомий елемент після серії α -розпадів (атомна маса - 116) утворює інший елемент з атомною масою 100 і зарядом 41. Знайти всі елементи, які приймають участь в реакції.

5. Елементарні частинки

Задача 5.1. Знайти енергію фотонів, внаслідок розпаду π^0 – мезона, якщо він рухався з $E_{\kappa} = 25 \text{ MeV}$.

Розв'язання:

$$E_{\kappa} = 25 \text{ MeV},$$

$$E_n + E_{\kappa} = 2E_{\phi},$$

$$E_n = 135 \text{ MeV}.$$

Отже,

$$E_{\phi} = \frac{E_n + E_{\kappa}}{2} = \frac{135 \text{ MeV} + 25 \text{ MeV}}{2} = 80 \text{ (MeV)}.$$

Задача 5.2. Знайти енергію фотона, який утворився внаслідок реакції: $\Sigma^0 \rightarrow \lambda^0 + \gamma$, якщо $E_{\kappa}(\Sigma^0) = 100 \text{ MeV}$, а $E_{\kappa}(\lambda^0) = 1 \text{ MeV}$.

Розв'язання:

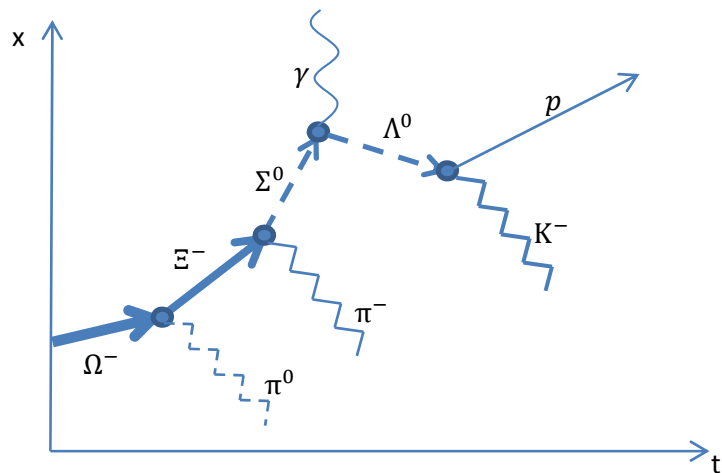
$$E_{\gamma} = E_n(\Sigma^0) + E_{\kappa}(\Sigma^0) - E_n(\lambda^0) - E_{\kappa}(\lambda^0).$$

Отже,

$$E_{\gamma} = 1192 + 100 - 1115,3 - 1 = 175,7 \text{ MeV}.$$

Задача 5.3.

Виписати невідомі частинки і визначити до якого типу взаємодії належить реакція: $\Omega^- \rightarrow x_1 + \pi^0$, $x_1 \rightarrow x_2 + \pi^-$, $x_2 \rightarrow x_3 + \gamma$, $x_3 \rightarrow p + x_4$.



Розв'язання:

$$\begin{aligned} \Omega^- &\rightarrow x_1 + \pi^0 \\ q: -1 &= x_1 + 0; q(x_1) = -1 \\ S: sss &\rightarrow dss + u\bar{u} \\ x_1 &= \Xi^- \end{aligned}$$

– слабка взаємодія;

$$\begin{aligned} \Xi^- &\rightarrow x_2 + \pi^- \\ q: -1 &= x_2 + (-1); q(x_2) = 0 \\ S: dss &\rightarrow uds + u\bar{d} \\ x_2 &= \Sigma^0 \end{aligned}$$

– слабка взаємодія;

$$\begin{aligned} \Sigma^0 &\rightarrow x_3 + \gamma \\ q: 0 &= x_3 + 0; q(x_3) = 0 \\ S: uds &\rightarrow uds' + \gamma \\ x_3 &= \Lambda^0 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \Lambda^0 &\rightarrow x_4 + p \\ q: 0 &= x_4 + 1; q(x_4) = -1 \\ S: \begin{cases} uds \rightarrow \bar{u}s + uud \\ -1 = x_4 + 0; S(x_4) = -1 \end{cases} \\ B: +1 &= x_4 + 1; B(x_4) = 0 \\ x_4 &= K^- \end{aligned}$$

– електромагнітна взаємодія;

$x_3 \rightarrow p + x$ – слабка взаємодія.

Отже,

$$x_1^- = \Xi^- ,$$

$$x_2^0 = \Sigma^0 ,$$

$$x_3^0 = \lambda^0 ,$$

$$x_4^- = K^- .$$

Задача 5.4. Описати невідомі частинки, визначити до якого типу належать реакція: $x_1 \rightarrow \pi^+ + x_2 + \tilde{\nu}_\mu$, $x_2 \rightarrow x_3 + x_4 + \tilde{\nu}_e$, $\pi^+ \rightarrow x_5 + \nu_\mu$, $x_5 \rightarrow x_6 + \tilde{\nu}_\mu + \nu_e$.

Розв'язання:

$$k^0 \rightarrow \pi^+ + \mu^- + \tilde{\nu}_\mu \text{ – слабка взаємодія;}$$

$$\mu^- \rightarrow \nu_\mu + e^- + \tilde{\nu}_e \text{ – слабка взаємодія;}$$

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu ;$$

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \tilde{\nu}_\mu + \nu_e .$$

Задача 5.5. Здійснити рівняння реакції: $\Xi^0 + k^0 \rightarrow \Omega^- + \pi^+$;

$$p + k^+ \rightarrow \Delta^{++} + \tilde{k}^0 ; \lambda^0 + p \rightarrow \Sigma^+ + n .$$

Розв'язання:

$$\Xi^0 + k^0 \rightarrow \Omega^- + \pi^+ ,$$

отже,

$$u s s + s \tilde{d} \rightarrow s s s \quad u \tilde{d} ;$$

$$p + k^+ \rightarrow \Delta^{++} + \tilde{k}^0 ,$$

отже,

$$u u d + u \tilde{s} \rightarrow u u u + d \tilde{s} ;$$

$$\lambda^0 + p \rightarrow \Sigma^+ + n ,$$

отже,

$$u d s + u u d \rightarrow u u s + u d d .$$

Задачі для самостійного розв'язання

Задача 5.6. Знайти енергію фотонів, внаслідок розпаду π^0 – мезона, якщо він рухався з $E_\kappa = 30 \text{ MeV}$.

Задача 5.7. Здійснити рівняння реакції $\Xi^0 + \tilde{k}^0 \rightarrow \Xi^- + k^+$,

$$\lambda^0 + p \rightarrow \Sigma^+ + n , \Xi^0 + k^0 \rightarrow \Omega^- + \pi^+ , \Omega^- + \pi^+ \rightarrow \Xi^0 + k^0 .$$

Рекомендована література

Основна

1. Булавін Л. А. Ядерна фізика : підручник / Л. А. Булавін, В. К. Гартаковський. – Київ : Знання, 2005. – 431 с
2. Степанчиков Д. А. Збірник задач з квантової фізики / Д. А. Степанчиков– ЖДУ, 2007. – 36 с.
3. Ткаченко О.К. Лабораторні роботи. Квантова фізика / О. К. Ткаченко, Д. А. Степанчиков, В. Л. Рудницький – ЖДУ, 2007. – 64 с.
4. Ахієзер О. І. Теорія ядра / О. І. Ахієзер, Ю. А. Бережной. – К. : Вища шк., 2015.
5. Ахієзер О. Л. Теорія ядерних реакцій / О. І. Ахієзер, Ю. А. Бережной. – Х. : Основа, 2011.
6. Вальтер А. К. Ядерная фізика / А. К. Вальтер, И. И. Залюбовский – Х. : Вища шк., 2004.
7. Marmier P. Physics of nuclei and particles / P. Marmier,

8. E. Sheldon. – N.Y. : Acad. Press., 1969. – Vol. I.;– N.Y. : Acad.Press., 1970.– Vol. II.
9. Nilsson S. G. Shapes and shells in nuclear structure / S. G. Nilsson, I. Ragnarsson. – N.Y. : Cambridge Univ. Press., 1995.

Додаткова

1. Альперін М. М. Фізика ядра та елементарних частинок / М. М. Альперін, Л. О. Манакін. – К.: Вища школа, 2009. – 480 с.
2. Плюйко В. А. Основи теорії ядра та ядерних процесів. Фізика атомного ядра / В. А. Плюйко. – К. : ВПЦ "Київський університет", 2002.
3. P. G. Hodgson. – Oxford: Clarendon press, 1992.
4. Hodgson P. G. Nuclear reactions and nuclear structure / P.G. Hodgson. –Oxford : Clarendon press, 1971.
5. Microscopic Inertial Functions for Nuclei in the Barium Region/T. Kaniowska, A. Sobiczewski, K. Pomorski, S. G. Rohozinski // Nucl.Phys., 1974. – Vol. A274. – P. 151–167.
6. Lodhi M. A. K. Systematics of nuclear single-particle states /M. A. K. Lodhi, B. T. Waak // Phys. Rev. Lett., 1974. – Vol. 33. – P. 431–433.
7. Droplet model of giant dipole resonance / W. D. Myers, W. J. Swiatecki, T. Kodama et al. // Phys. Rev., 1977. – Vol. C15. – P. 2032–2043.
8. Particle emission from nuclei. Vol. 1. Nuclear deformation energy /Eds. D. N. Poenaru, M. S. Ivascu. – Boca Raton : CRC Press Inc., 1989.
9. Physics and chemistry of fission // Proc. Symp. Rochester NT, 13–17August, 1973. – Vol. 1. – Vienna : IAEA. – 1974.
10. Ring P. The nuclear many-body problem / P. Ring, P. Schuck. – N.Y. :Springer Verlag, 1980.

Інтернет ресурси:

1. Бібліотека Житомирського державного університету імені Івана Франка [Електронний ресурс] – Режим доступу до ресурсу: <http://irbis.zu.edu.ua/>.
2. Національна бібліотека України імені В.І.Вернадського [Електронний ресурс] режим доступу: <http://nbuv.gov.ua>

ЗМІСТ

ВСТУП	4
ТЕОРЕТИЧНІ ОСНОВИ	6
1. Масштаби фізичних величин у ядерній фізиці	6
2. Статистичні властивості ядер	9
2.1. Атомне ядро.....	9
2.2. Склад та будова ядер. Поняття про електронний та баріонний заряди.....	12
2.3. Енергія зв'язку ядер.....	14
2.4. Ядерні спіни.....	16
2.5. Магнітні дипольні моменти ядер.....	17
2.6. Статистика. Парність.....	18
3. Ядерні моделі. Класифікація ядерних моделей	21
4. Одночастинкова модель ядра. Модель оболонки	26
5. Ядерні реакції	31
5.1. Основні поняття та визначення.....	31
5.2. Закони збереження в ядерній фізиці.....	32
5.3. Властивості ядерних реакцій.....	34
6. Радіоактивність	35
6.1. Поняття радіоактивності.....	35
6.2. Закони радіоактивного розпаду.....	37
6.3. Альфа-розпад.....	39
6.4. Бетта – розпад.....	44
6.5. Радіоактивні ряди і трансуранові елементи.....	48
6.6. γ – випромінювання ядер. Ефект Мессбауера.....	50
6.7. Методи отримання та реєстрації ядерних частинок.....	52
7. Ядерні реакції. Ядерні реактори	61
7.1. Можливі джерела ядерних реакцій.....	61
7.2. Ланцюгова ядерна реакція.....	62
7.3. Ядерні реактори.....	64
8. Фізика елементарних частинок	68
8.1. Відкриття елементарних частинок.....	68
8.2. Квантові числа та закони збереження.....	74

8.3. Діаграма техніка Феймена.....	79
8.4. Класифікація елементарних частинок.....	82
8.5. Типи взаємодії порушення законів збереження.....	87
8.6. Квантова хромодинаміка.....	90
8.7. Слабка взаємодія та електромагнітна взаємодія. Об'єднання взаємодій, лектрослабка взаємодія.....	93
8.8. Сильна взаємодія. Теорія великого об'єднання.....	94
8.9. Гравітаційна взаємодія. Теорія суперсиметрії. Теорія суперструн та мембран.....	95
ПРАКТИЧНА ЧАСТИНА	96
1. Визначення енергії зв'язку та швидкостей ядерних частинок.....	96
2. Основні характеристики ядер і ядерні моделі.....	99
3. Закони радіоактивного розпаду.....	101
4. Альфа – розпад.....	105
5. Елементарні частинки.....	106
Рекомендована література	110

Навчально-методичний посібник

**Конспект лекцій та практичних із
«Фізики ядра та елементарних частинок»
для спеціальності
«104 Фізика та астрономія»**

Навчально-методичний посібник

*для здобувачів другого (магістерського) рівня вищої освіти
спеціальності
«104 Фізика та Астрономія»*

Укладач **Гришук Андрій Миколайович,**
Корнійчук Платон Павлович
Відповідальний за випуск
Літературний редактор