

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
Одеський національний університет імені І.І. Мечникова

Ю.А. Ніцук

ЯДЕРНА ФІЗИКА

Навчальний посібник
для студентів фізичних факультетів університетів

Одеса 2008

ЗМІСТ

ВСТУП.....	7
1. ОСНОВНІ ВЛАСТИВОСТІ АТОМНИХ ЯДЕР.....	17
1.1. Заряд і маса ядра.....	17
1.2. Енергія зв'язку ядра.....	18
1.3. Краплинна модель ядра. Напівемпірична формула Вайцзеккера.....	23
1.4. Спін і магнітний момент ядра.....	27
1.5. Методи визначення спінів і магнітних моментів ядер. Метод ядерного магнітного резонансу.....	31
1.6. Квадрупольний електричний момент ядра.....	33
1.7. Ядерні моделі.....	35
<i>Контрольні питання та завдання.....</i>	<i>44</i>
2. РАДІОАКТИВНІСТЬ.....	45
2.1. Відкриття радіоактивності.....	45
2.2. Закони радіоактивного розпаду. Зміна числа радіоактивних ядер у часі.....	46
2.3. α -розпад. Основні характеристики α -розпаду.....	50
2.4. Механізм α -розпаду. Тунельний ефект.....	54
2.5. β -розпад.....	58
2.6. Енергетичні спектри електронів при β -розпаді і роль нейтрино.....	60
2.7. γ -випромінювання ядер.....	61
2.8. Внутрішня конверсія електронів.....	63
2.9. Ядерна ізомерія.....	65
2.10. Ефект Мессбауера.....	67
<i>Контрольні питання та завдання.....</i>	<i>71</i>
3. ДЖЕРЕЛА І МЕТОДИ РЕЄСТРАЦІЇ ЗАРЯДЖЕНИХ ЧАСТИНОК.....	73
3.1. Принцип роботи і класифікація прискорювачів.....	73

3.2. Лінійні резонансні прискорювачі.....	76
3.3. Циклічні прискорювачі.....	77
3.4. Прилади для реєстрації частинок. Трекові прилади.....	81
3.5. Лічильники частинок.....	88
<i>Контрольні питання та завдання.....</i>	<i>96</i>
4. ЯДЕРНІ РЕАКЦІЇ.....	98
4.1. Типи ядерних реакцій.....	98
4.2. Переріз і вихід ядерних реакцій.....	101
4.3. Закони зберігання в ядерних реакціях.....	102
4.4. Механізми ядерних реакцій.....	105
<i>Контрольні питання та завдання.....</i>	<i>107</i>
5. ПОДІЛ І СИНТЕЗ ЯДЕР.....	108
5.1. Відкриття поділу ядер.....	108
5.2. Процеси, що супроводжують поділ ядер.....	109
5.3. Елементарна теорія поділу.....	111
5.4. Ланцюгова ядерна реакція.....	114
5.5. Ядерні реактори.....	117
5.6. Термоядерний синтез.....	122
5.7. Умова виникнення самопідтримної термоядерної реакції. Критерій Лоусона.....	128
5.8. Методи нагрівання плазми.....	130
5.9. Проблема керованого термоядерного синтезу.....	132
<i>Контрольні питання та завдання.....</i>	<i>135</i>
6. ЕЛЕМЕНТАРНІ ЧАСТИНКИ.....	137
6.1. Класифікація елементарних частинок.....	137
6.2. Дивні частинки. Асоціативне народження дивних частинок.....	140
6.3. Ізотопічний мультиплет.....	142
6.4. Кварки. Кваркова модель адронів.....	144
6.5. Асимптотична свобода і конфайнмент.....	147

6.6. Основи квантової хромодинаміки.....	148
6.7. Види взаємодій. Універсальність слабкої взаємодії.....	149
6.8. Парність. Незберігання парності в слабких взаємодіях.....	152
<i>Контрольні питання та завдання.....</i>	<i>158</i>
ДОДАТКИ.....	160
<i>Література.....</i>	<i>166</i>

Вступ

Основні етапи розвитку ядерної фізики. *Ядерна фізика* - це наука про структуру атомних ядер, властивості ядерних сил, закони змін і перетворень ядер при розпаді і ядерних реакціях, взаємодіях ядерного випромінювання з речовиною та елементарними частинками. Ядерна фізика широко застосовується в енергетиці і техніці, в біології і медицині. Нові дані про елементарні частинки продовжують змінювати і збагачувати наші уявлення про властивості матерії.

Свій розвиток ядерна фізика одержала в 1896 р., після відкриття А. Беке-ремем *природної радіоактивності* сполук урану - спонтанного випускання променів високої проникаючої спроможності. Той же ефект спостерігався у відкритих незабаром П. Кюрі і М. Склодовською-Кюрі елементів - радію і полонію.

При проведенні досліджень з відхилення цих променів у магнітному полі Резерфорд показав, що вони складаються з трьох різноманітних компонент:

α -променів - потоку позитивно заряджених частинок; β -променів - потоку частинок, заряджених негативно, γ -променів, що не відхиляються в магнітному полі. Пізніше з'ясувалося, що α -промені - це частинки, що несуть подвійний елементарний заряд і мають масу, що приблизно дорівнює масі атома гелію, у той час як β -промені є потоком швидких електронів, а γ -промені поводять себе, як рентгенівські промені більшої жорсткості.

При дослідженні розсіювання α -частинок у речовині, Е. Резерфорд дійшов висновку, що в атомі, який має розміри приблизно 10^{-10} м, маса зосереджена в невеличкій позитивно зарядженій серцевині - в атомному ядрі, поперечник якого має розмір біля 10^{-14} м, тобто, в багато разів менший, ніж розміри всього атома.

На підставі цих досліджень у 1911р. Е. Резерфорд запропонував ядерну модель атома, згідно якої атом складається з важкого позитивно зарядженого ядра та у тисячі разів більш легкої оболонки, утвореної електронами. Електрони обертаються навколо ядра та утримуються поблизу нього електричними

силами на відстанях, якими і визначається розмір всього атома. Оскільки атоми є електронейтральними, то *атомний номер* Z , який визначає заряд ядра і хімічні властивості елементів, дорівнює кількості електронів на зовнішній оболонці.

Проте, з точки зору класичної фізики не можна було пояснити існування стабільних атомів такої структури, оскільки, згідно з законами електродинаміки, кожен електрон, що рухається по колу навколо ядра, повинен втрачати свою енергію на випромінювання, поступово наближатись до ядра і, зрештою, упасти на нього. При цьому повинна неперервно змінюватись частота обертання електрона навколо ядра і, отже, частота атомного випромінювання. У той же час було відомо, що атомні спектри мають строго визначений дискретний і стаціонарний характер.

Для усунення цих протиріч у 1913 р. Н. Бор запропонував модель атома, принципово новим елементом якої в порівнянні з моделлю Е. Резерфорда була наявність особливих стаціонарних електронних орбіт. Згідно з припущенням Бора, особливість орбіт полягає в тому, що електрони, які знаходяться на них, з невідомих причин не втрачають енергію на випромінювання і мають строго визначений момент кількості руху, кратний сталій Планка h :

$$2\pi m_e v r = n h, \quad (1)$$

де m_e – маса електрона, v – швидкість електрона, r – радіус орбіти, n – *головне квантове число*, яке приймає значення $=1, 2, 3, \dots$.

Перехід електрона з однієї стаціонарної орбіти на іншу повинен супроводжуватись поглинанням або випусканням порції електромагнітної енергії у вигляді кванта світла з енергією

$$h\nu = E_n - E_m, \quad (2)$$

де E_n і E_m – енергії електрона на n -й і m -й стаціонарних орбітах.

Ці дві умови були введені у вигляді постулатів, і на їх підставі було пояснено багато експериментальних результатів. Проте, в самій основі теорії Бора було закладено непослідовність. З одного боку, він припускав, що кла-

сичні принципи механіки та електродинаміки взагалі правильні і електрон має звичайні властивості зарядженої корпускули. З іншого боку, стверджувалось, що для електрона в атомі існують деякі винятки, які з невідомих причин суперечать класичним уявленням.

Ця трудність була розв'язана тільки після створення в 1926 р. В. Гейзенбергом і Е. Шредінгером послідовної теорії - *квантової механіки*, яка заснована на більш загальних законах матерії, що у макросвіті зводяться до законів класичної фізики, але в мікросвіті відповідають цілком новим властивостям частинок. Зокрема, відповідно до нових, хвильових властивостей електрона - немає таких станів частинки, у яких вона володіла б одночасно точно визначеним положенням і швидкістю. За умов, коли відмінність законів квантової механіки від законів класичної фізики стає істотною, вже не можна вважати, що електрони рухаються по визначених траєкторіях. Фізичні властивості частинок роблять такий опис неадекватним. Замість цього стан частинок необхідно описувати *хвильовою функцією*.

Для кожної конкретної системи вона може бути знайдена, як розв'язок фундаментального рівняння квантової механіки - хвильового рівняння В. Шредінгера. Наприклад, вважається, що для електрона в атомі такий фізично осмислений розв'язок існує тільки для виділеної послідовності значень енергії і моменту кількості руху. Ці „дозволені”, або „власні” стани і їх „власні значення” енергії і моменту кількості руху саме і відповідають станам, що були введені Н. Бором. Проте, при цьому уявлення про орбіти електронів стає недійсним і відпадає. Електрон може бути виявленим не на деяких орбітах, а з різною ймовірністю у всьому об'ємі атома. Ймовірність виявлення його в даній точці визначається квадратом модуля хвильової функції в цій точці.

Квантова механіка не тільки підтвердила ряд результатів теорії Н. Бора, але і зуміла пояснити інші експериментальні факти. У 1919 р. Е. Резерфорд спостерігав розщеплення ядер різноманітних речовин при бомбардуванні їх α -частинками. При цьому з ядер вилітали однократно позитивно заряджені

частинки з масою, яка дорівнює масі ядра атома водню, і у 1836 разів перевищує масу електрона. Цим було доведено, що у складі різноманітних ядер вміщуються ядра водню; їх називають *протонами* і позначають символом p .

Після відкриття протонів фізикам здавалося, що ядро побудоване з A протонів і $(A-Z)$ електронів. Протони заряджені позитивно, отже, в одиницях електронного заряду (взятого по абсолютній величині) заряд ядра дорівнює $A-A+Z=Z$. Навколо ядра обертається Z електронів на відстанях біля 10^{-8} см. Але уявлення про те, що електрони входять до складу ядра, суперечило багатьом експериментальним фактам.

У 1930р. В. Боте і Р. Бекер піддавали берилій впливу α -частинок, що випромінювались полонієм, і спостерігали випромінювання з великою проникаючою спроможністю. Здавалося, що це були γ -промені. Однак, І. Жоліо-Кюрі і Ф. Жоліо встановили, що коли помістити на шляху випромінювання парафін, то з парафіну вилітають протони великої енергії. Такий вид взаємодії γ -випромінювання з речовиною не був відомий. Щоб така взаємодія могла існувати треба було б приписати γ -променям енергію, значно більшу, ніж вони могли мати при подібних реакціях. Тільки в 1932р. Дж. Чадвік довів існування електрично нейтральної частинки з масою, майже такою, як і у протона. Ця частинка була названа *нейтроном* і позначена символом n .

Відразу ж після цього відкриття, незалежно В. Гейзенбергом і Д. Іваненко, була висловлена гіпотеза про те, що ядро побудовано з протонів і нейтронів, причому, повна їх кількість визначає масу ядра A , а кількість лише протонів - заряд ядра Z . Виникло запитання: які сили утримують протони і нейтрони в ядрі, яка їх природа? Оскільки нейтрон не має заряду, то ці сили не можуть бути електричними. Стало зрозумілим, що крім відомих раніше *кулонівських* і *гравітаційних* сил повинні існувати нові - *ядерні* сили. Виникло запитання про природу цих сил. З відкриттям нейтрона почався новий етап у розвитку науки про ядро.

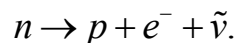
Наприкінці 1932р. у космічних променях К. Андерсоном і Р. Мілікеном був відкритий *позитрон* - частинка з масою електрона, але позитивно заря-

джена. Її існування було прогнозовано П. Діраком з чисто теоретичних уявлень, а виявлені пізніше властивості позитрона точно відповідали очікуванім.

При проведенні подальших досліджень β -розпаду атомних ядер було виявлено порушення в балансі енергії. Зокрема, виникало протиріччя з законом збереження енергії і законом збереження моменту кількості руху.

Було показано, що спектр випромінювання електронів має неперервний характер, а їх середня енергія значно менше енергії, що втрачається ядром при розпаді. Вихід був знайдений В. Паулі, який запропонував гіпотезу про існування ще однієї нейтральної частинки з високою проникаючою спроможністю, яку було названо *нейтрино* ν . Така частинка разом з електроном відносить додаткову енергію при вильоті з ядра при β -розпаді, але через відсутність заряду залишається непоміченою. Ця гіпотеза була прийнята і увійшла в теорію, хоча існування нейтрино у вільному стані було виявлено експериментально пізніше, ніж через двадцять років.

Для того, щоб на основі гіпотези про нейтрино побудувати послідовну теорію β -розпаду, Е. Фермі припустив наявність нового типу взаємодії частинок - β -взаємодії (*слабкої взаємодії*). Ця взаємодія, відповідно до його теорії, обумовлює β -розпад, тобто, розпад нейтрона на протон, електрон і антинейтрино



У 1934р. І. Тамм показав, що з факту існування такої β -взаємодії повинна випливати наявність деякого потенціалу сил між нейтроном і протоном. Механізм його полягає в тому, що нуклони обмінюються парами частинок (електрон - нейтрино і т.п.). Звідси стало можливим пояснити природу ядерних сил. Проте ці сили надзвичайно слабкі і не можуть бути тими основними силами, що забезпечують стійкість ядер.

У 1935р. японський фізик Х. Юкава на основі цих ідей показав, що ядерні сили можуть мати у своїй основі обмін якимось іншими частинками - квантами поля ядерних сил. При цьому для пояснення малого радіуса ядерних сил

потрібно було припустити, що вони повинні мати масу біля 200-300 електронних мас.

У 1938р. подібні частинки були відкриті в космічних променях і одержали назву μ -мезонів. Проте вивчення їх властивостей показало, що і вони не можуть бути носіями ядерної взаємодії, оскільки самі слабо взаємодіють з ядерними частинками.

Тільки в 1947р. С. Пауелом у космічних променях були виявлені ядерно-активні частинки π -мезони з масою порядку $270 \cdot m_e$, що і є квантами поля ядерних сил. Таким чином, було встановлено, що в основі існування ядерних сил між нуклонами лежить взаємодія через поле, квантами якого є π -мезони і деякі інші пізніше відкриті види мезонів.

Роботи з вивчення взаємодій між нуклонами і ядрами розвивалися особливо інтенсивно після відкриття методів штучного прискорення частинок. У 1932р. Дж. Кокрофт і Е. Уолтон побудували установку, в якій одержали пучок швидких протонів. При бомбуванні такими прискореними протонами мішені з різноманітних речовин можна було спостерігати процеси розщеплення ядер. Подальший розвиток прискорювальної техніки дав можливість одержувати також швидкі електрони, дейтрони, α -частинки та інші частинки.

За останній час розвиток уявлень про структуру ядер, про елементарні частинки, про властивості ядерних сил відбувався дуже швидко.

Експерименти були спрямовані на спостереження ядерних процесів при більш великих енергіях шляхом використання потужних прискорювачів і удосконалення методів реєстрації випромінювання космічних променів, у складі яких є частинки величезної енергії аж до 10^{19} еВ. Так, у підтвердження теорії П. Дірака були знайдені античастинки, що відповідають відомим елементарним частинкам: у 1955р. - *антипротон*, а в 1956р. - *антинейтрон*.

Світ елементарних частинок неперервно розширював свої межі: були відкриті *гіперони* – частинки з масою, більшою ніж маса протона. Було виявлено існування двох різноманітних нейтрино: електронного і мюонного. Величезне значення для науки мало відкриття незберігання парності в слабких взає-

модіях і спіральності нейтрино.

В даний час виявляються все нові і нові частинки, що відносяться до класу так званих *резонансів* з часом життя порядку $10^{-22} \div 10^{-23}$ с, які розпадаються на декілька відомих раніше частинок з набагато більшим часом життя.

Таким чином, відбулися якісні зміни в розумінні того, що таке елементарна частинка. Дослідження розвіяли уявлення про елементарну частинку, як про щось вічне, незмінне і нероздільне. Виявилось, що всі елементарні частинки мають складну структуру, можуть народжуватися і вмирати, перетворюючись в інші елементарні частинки або у випромінювання.

Народилася фізика елементарних частинок. В теперішній час їх відомо вже більш 200. Поки ще не існує чіткої єдиної теорії елементарних частинок, хоча накопичено багато експериментальних фактів. Кожен день приносить нові дані і розширює наші пізнання про природу явищ у світі атомних ядер і елементарних частинок.

Масштаби фізичних величин. Дослідження мікросвіту показують, що атоми й елементарні частинки підпорядковуються закономірностям, що значною мірою відрізняються від закономірностей макросвіту. Певною мірою це пов'язано з переходом до інших масштабів розмірів, швидкостей, енергій і інших фізичних величин. Водночас не варто думати, що макросвіт і мікросвіт розділені чіткою і непорушною межею, по одну сторону якої існують одні закони, а по другу - інші.

Всі закони, що діють у мікросвіті, поширюються і на макросвіт, але завдяки іншому масштабу об'єктів форма цих законів і особливості їх використання змінюються і переходять у звичайні, добре відомі закономірності макросвіту. Іншими словами, закони макросвіту є частковими або граничними випадками більш загальних законів мікросвіту, що для об'єктів макросвіту дають несуттєві поправки до результатів класичної механіки.

Розглянемо масштаби величин, характерних для світу елементарних частинок.

Довжина. Розмір атома має порядок 10^{-10} м. Ця величина характеризує ра-

діус орбіти зовнішніх електронів. Розміри ядра в $10^4 \div 10^5$ разів менше розмірів атома й за порядком дорівнюють $10^{-14} \div 10^{-15}$ м. Відстань 10^{-15} м одержала назву 1Фермі. У сучасних експериментах спромоглися розрізняти відстані до 10^{-3} Фермі або 10^{-18} м.

Енергія. Середня кінетична енергія теплового хаотичного руху атомів і молекул може служити свого роду еталоном для порівняння енергій.

Згідно закону Больцмана, якщо частинки рухаються в середовищі з тепловими швидкостями, то в середньому вони мають кінетичну енергію, рівну $(3/2)kT$. Найбільш ймовірна енергія при цьому буде дорівнювати kT . При кімнатних температурах ($T \approx 300\text{K}$) тепла енергія молекули або атома становить соті частки електрон-вольта.

Нагадаємо, що один електрон-вольт відповідає енергії, що одержується або, що втрачається частинкою з одиничним електричним зарядом при проходженні нею різниці потенціалів у 1В.

Більш великі одиниці енергії - це мегаелектрон-вольт $10^6\text{eV}(\text{MeV})$ і гігаелектрон-вольт $10^9\text{eV}(\text{GeV})$

Енергія зв'язку протонів і нейтронів у ядрі дорівнює в середньому $8 \cdot 10^6\text{eV}$. У прискорювачах частинки одержують значно більші енергії, порядку $10^9 \div 10^{10}\text{eV}$. А деякі частинки космічного випромінювання несуть енергії $(10^{12} \div 10^{19})\text{eV}$.

Швидкості. Абсолютна границя швидкостей усіх рухів - швидкість світла; ніякі сигнали, ніякі тіла не можуть мати швидкість, що перевищує швидкість світла у вакуумі $c = 3 \cdot 10^8\text{м/с}$.

З швидкістю світла поширюються електромагнітні хвилі і нейтрино, що не мають маси. Інші елементарні частинки, які володіють масою, можуть мати швидкість, як завгодно близьку до швидкості світла, але завжди менше її. Ці експериментальні дані покладено в основу теорії відносності. Теорія відносності дозволяє розрахувати кінетичну енергію електрона, що рухається зі швидкістю близькою до швидкості світла:

$$T = \frac{m_e c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} - m_e c^2, \quad (3)$$

де m_e - маса спокою електрона, v - швидкість електрона.

Підставивши сюди значення енергії $T=10^6\text{eV}$ і $T=10^9\text{eV}$, бачимо, що при кінетичній енергії в 10^6eV швидкість електрона становить більш ніж 94% від швидкості світла, а при енергії 10^9eV швидкість електрона лише на половину мільйонної частки відрізняється від швидкості світла.

Швидкість протона (частинки в 1836 разів важкої за електрона) при кінетичній енергії в 10^9eV дорівнює 85% швидкості світла.

Інакше кажучи, швидкості елементарних частинок порівняні зі швидкістю світла. Тому швидкість світла і обирають у якості величини, що характеризує масштаб швидкостей у мікросвіті.

При великих швидкостях і енергіях необхідно користуватися релятивістською механікою. Релятивістські властивості частинок і фізичних величин необхідно враховувати, коли швидкості наближаються до швидкості світла.

Час. У світі, де відстані вимірюються в одиницях фермі, а швидкість - у долях швидкості світла, масштаб часу протікання явищ повинен істотно відрізнятися від звичних нам. Якщо поділити 10 Фермі на швидкість світла, тобто, оцінити приблизно, за який час частинка, рухаючись із швидкістю світла, перетне ядро по діаметру, то отриманий проміжок часу дорівнюватиме

$$\frac{10 \cdot 10^{-15} \text{ см}}{3 \cdot 10^8 \text{ см/с}} \approx 10^{-23} \text{ с}.$$

Час 10^{-23}с іноді називають *ядерним часом*. Їм визначається часовий масштаб у світі елементарних частинок.

Маса. Маса m відображує інертні і гравітаційні властивості частинок. Масою визначається також наявний у частинки запас енергії. Відповідно до теорії відносності повна енергія тіла, що рухається зі швидкістю v , дорівнює

$$E = m c^2 = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (4)$$

При $v \ll c$, розвинувши за степенями v/c , отримаємо $E \approx \frac{m_0 v^2}{2} + m_0 c^2$

Повна енергія тіла складається, таким чином, із кінетичної енергії та енергії спокою. Тіло з масою спокою m_0 має запас власної енергії E_0 , що пов'язана з масою спокою співвідношенням $E_0 = m_0 c^2$.

За одиницю маси елементарних частинок приймають масу спокою електрона, що дорівнює $9,1 \cdot 10^{-31}$ кг. Якщо її виразити в енергетичних одиницях, то масі спокою електрона відповідає власна енергія, яка дорівнює

$$m_e c^2 = 9,1 \cdot 10^{-31} \cdot 9 \cdot 10^{16} = 8,2 \cdot 10^{-14} \text{ Дж} = 0,511 \text{ (MeV)}$$

Маси ядра й атома в ядерній фізиці вимірюються в *атомних одиницях маси*. За одну атомну одиницю маси (АОМ) приймається 1/12 маси атома вуглецю С. Щоб виразити значення атомної одиниці маси в грамах, треба взяти обернену величину від числа Авогадро N_A

$$1 \text{ АОМ} = \frac{1}{16} \cdot \frac{16}{N_A} = \frac{1}{6,023 \cdot 10^{23}} = 1,66 \cdot 10^{-24} \text{ (г)}.$$

Момент кількості руху. Квантовою одиницею моменту кількості руху є величина \hbar :

$$\hbar = \frac{h}{2\pi} = \frac{6,625 \cdot 10^{-34}}{2\pi} = 1,024 \cdot 10^{-34} \text{ (Дж)}$$

Електрон в атомі має величину моменту кількості руху порядку одного або декількох \hbar .

Електричний заряд у ядерній фізиці вимірюється в одиницях заряду електрона $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл.

1. ОСНОВНІ ВЛАСТИВОСТІ АТОМНИХ ЯДЕР

1.1. ЗАРЯД І МАСА ЯДРА

Як відзначалося раніше, ядро складається з протонів і нейтронів, що утримуються ядерними силами. Якщо вимірювати масу ядра в атомних одиницях маси, то вона буде дорівнювати масі протона, помноженій на ціле число A , що називають масовим числом. Якщо заряд ядра Z , а масове число A , то це означає, що до складу ядра входить Z протонів і $(A-Z)$ нейтронів. (Число нейтронів у складі ядра позначається відповідно через $N=A-Z$).

Ці властивості ядра відбиті в символічних позначеннях, що будуть використані надалі у вигляді ${}_Z^AX$, де X - назва елемента, атому якого належить ядро (наприклад, ядра: гелію— ${}_2^4He$, кисню— ${}_8^{16}O$, заліза— ${}_{26}^{57}Fe$, урану— ${}_{92}^{235}U$).

До числа основних характеристик *стабільних ядер* можна віднести: заряд, масу, радіус, механічний і магнітний моменти, спектр збуджених станів, парність і квадрупольний момент. *Радіоактивні (нестабільні)* ядра додатково характеризуються часом життя, типом радіоактивних перетворень, енергією випускання частинок і низкою інших спеціальних властивостей, про які буде сказано далі.

Розглянемо властивості елементарних частинок, з яких складається ядро: протона і нейтрона.

Маса. У одиницях маси електрона: маса протона $m_p=1836,1 \cdot m_e$, маса нейтрона $m_n=1838,6 \cdot m_e$.

У атомних одиницях маси: маса протона $m_p=1,00759 \text{ а.о.м.}$; маса нейтрона $m_n=1,00898 \text{ а.о.м.}$

У енергетичних одиницях маса спокою протона $m_p=938,3 \text{ Мев}$; маса спокою нейтрона $m_n=939,6 \text{ Мев}$.

Електричний заряд, q - параметр, що характеризує взаємодію частинки з електричним полем, виражається в одиницях заряду електрона $q_e=-e$, де $e=1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$.

Всі елементарні частинки несуть заряд або 0, або $\pm e$. Заряд протона $q_p = +1e$. Заряд нейтрона дорівнює нулю.

Заряд ядра Ze , що дорівнює числу протонів у ядрі, визначає місце відповідного елемента в таблиці Д. Менделєєва. Хімічно однакові елементи з однаковим числом Z , але різним A , тобто з однаковим числом протонів, але різним числом нейтронів у ядрі називаються *ізотопами*. Наприклад, водень має два ізотопи - дейтерій і тритій:

$${}^1_1\text{H} - \text{водень}, {}^2_1\text{H} - \text{дейтерій}, {}^3_1\text{H} - \text{тритій}.$$

До теперішнього часу відомо близько 280 стійких і понад 1450 нестійких радіоактивних ізоотопів.

Ядра з однаковим числом нуклонів A , але з різним Z , тобто з різним числом протонів і нейтронів у ядрі називаються *ізобарами*. Наприклад, тритій має ізобар—один з ізоотопів гелію:

$${}^3_1\text{H} - \text{тритій}; {}^3_2\text{He} - \text{гелій}.$$

Як правило, стійкі ізобари зустрічаються парами, а атомні номери їх відрізняються на дві одиниці. З відомих у даний час 60 стійких ізобарних пар тільки дві пари (${}^{113}_{48}\text{Cd}$, ${}^{113}_{49}\text{In}$, ${}^{123}_{51}\text{Sb}$, ${}^{123}_{52}\text{Te}$) мають непарні масові числа і їх порядкові номери відрізняються на одиницю, а не на два. Інші ізобари мають парні A і Z .

1.2. ЕНЕРГІЯ ЗВ'ЯЗКУ ЯДРА

Ядро являє собою систему з A елементарних частинок-нуклонів, які утримуються разом силами притягнення і рухаються всередині ядра з нерелятивістськими швидкостями.

Повна енергія ядра E пов'язана з його масою співвідношенням А. Ейнштейна:

$$E = Mc^2.$$

Точні виміри мас ядер показали, що маса складного ядра не дорівнює сумі мас частинок, що входять до складу ядра, а завжди менше цієї суми на декі-

лька десятих відсотків. Маса ядра визначається співвідношенням

$$M_{\text{я}} = Zm_p + (A-Z)m_n - \Delta M \quad (1.1)$$

де m_p і m_n - відповідно маси протона і нейтрона.

Різниця ΔM між сумою мас нуклонів і масою ядра характеризує енергію зв'язку цих нуклонів у ядрі, тобто енергію, яку треба витратити, щоб розділити дане ядро на нуклони, що його складають.

У більшості експериментів легко вимірювати масу атома $M_{\text{ат}}$, що відрізняється від маси ядра на величину маси електронів. Оскільки число електронів в атомі завжди дорівнює числу протонів у ядрі, маса атома може бути записана у вигляді

$$M_{\text{ат}} = ZM_H + (A-Z)m_n - \Delta M, \quad (1.2)$$

де маса атома водню

$$M_H = m_p + m_e \quad (1.3)$$

Енергія зв'язку електронів в атомі набагато менша в порівнянні з енергією зв'язку ядра і тому у співвідношеннях (1.2) і (1.3) не враховується.

Із співвідношення (1.1) випливає, що енергія ядра $E = Mc^2$ відрізняється від сумарної енергії спокою частинок, що складають ядро, і не пов'язані одна з одною $[ZM_H + (A-Z)m_n]c^2$.

Різниця цих величин є повною енергією зв'язку ядра

$$\Delta E = \Delta Mc^2 = [Zm_p + (A-Z)m_n - M_{\text{я}}]c^2 \quad (1.4)$$

Таким чином, знаючи маси ядер і маси нуклонів, можна чисельно визначити енергії зв'язку ядер. Якщо відомі маси нейтральних атомів, то

$$\Delta E = [ZM_H + (A-Z)m_n - M_{\text{ат}}]c^2 \quad (1.5)$$

При утворенні ядер шляхом з'єднання нуклонів повинна виділятися енергія, що дорівнює енергії зв'язку ядра.

Наведемо величини енергій зв'язку для деяких ядер: $\Delta E({}_{16}^{32}\text{S}) = 270 \text{ MeV}$; $\Delta E({}_2^4\text{He}) = 28 \text{ MeV}$.

Нерідко замість енергії зв'язку користуються величиною, яку називають *дефектом маси*. Дефект маси δ дорівнює різниці між масою і масовим числом

$$\delta = M(AOM) - A.$$

$$1 AOM = \frac{1}{12} M_6^{12}C, \quad m_p = 1,0009 AOM$$

$\delta = 0$ - для ${}^{12}_6C$ по визначенню

$\delta > 0$ - даний нуклон зв'язаний у ядрі слабше, ніж у ядрі ${}^{12}_6C$;

$\delta < 0$ - зв'язаний сильніше, ніж в ${}^{12}_6C$

Крім дефекту маси користуються так званим *пакувальним коефіцієнтом* (або *пакувальним множником*), що дорівнює дефекту маси одного нуклона

$$f = \frac{\delta}{A} = \frac{M - A}{A} \quad (1.6)$$

У багатьох випадках, наприклад для порівняння стійкості ядер, користуються величиною, яка називається *питомою енергією зв'язку* – ε . Вона характеризує середню енергію зв'язку одного нуклона в ядрі.

Величина ε дорівнює відношенню повної енергії ΔE до повного числа нуклонів у ядрі A :

$$\varepsilon = \frac{\Delta E}{A} = \frac{\Delta M c^2}{A} \quad (1.7)$$

Тобто, ε - це та енергія, що у середньому треба витратити, щоб видалити з ядра один нуклон, без надавання йому кінетичної енергії. Чим більше значення ε , тим стійкіше ядро.

Аналіз експериментальних енергій зв'язку дає багато інформації про властивості атомних ядер. Розглянемо приведену на рис.1.1 експериментальну залежність $\varepsilon = f(A)$. Можна побачити, що при малих A величина ε змінюється нерегулярно і має аномальний малий розмір у порівнянні з середнім значенням.

Так, наприклад, тритій (3_1H) має $\varepsilon = 2,78 \text{ MeV}$. Далі величина ε повільно зростає зі збільшенням A до значення $8,5 \text{ MeV}$ при $A=50$, а потім до $A=150$ залишається приблизно сталою і далі повільно спадає при збільшенні A , досягає для урану $7,4 \text{ MeV}$.

З ходу залежності ε від A випливає декілька дуже важливих висновків, на

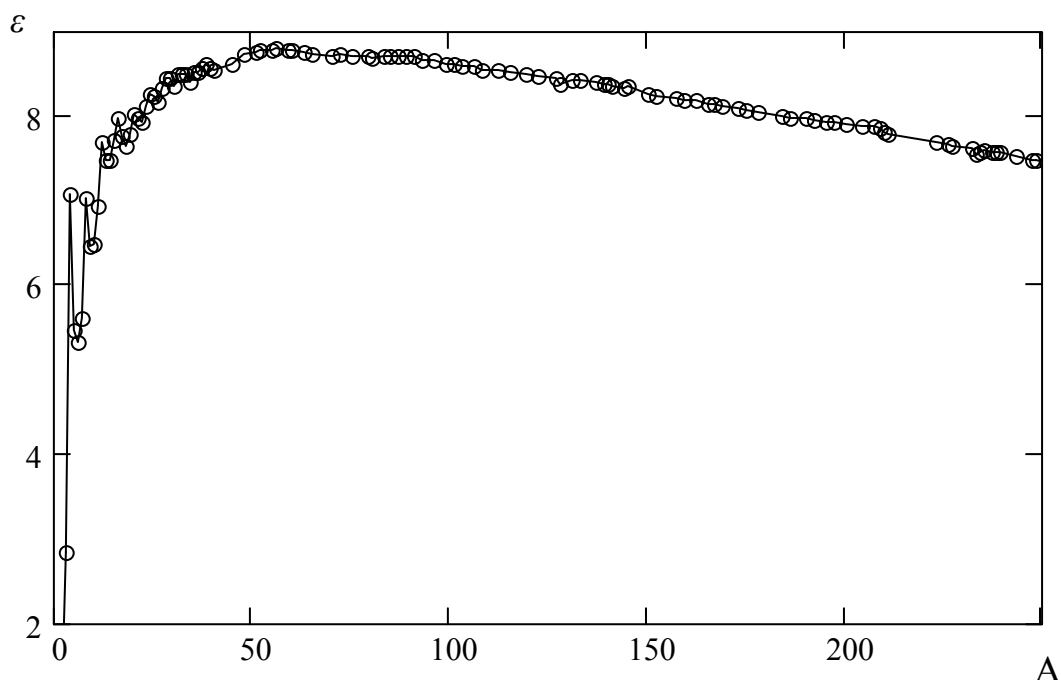


Рис.1.1. Залежність питомої енергії зв'язку атомних ядер від масового числа A .

яких повинна базуватися теорія ядерних сил.

1. Повну енергію зв'язку ядра можна грубо вважати пропорційною числу нуклонів в ядрі A , оскільки для більшості ядер ε майже стала, а $\Delta E = \varepsilon A$. Це означає, що нуклон спроможний до взаємодії не з всіма нуклонами, а тільки з їх обмеженим числом. Дійсно, якби кожний нуклон ядра взаємодівав з всіма іншими $(A-1)$ нуклонами, то сумарна енергія зв'язку була би пропорційною

$$A(A-1) \approx A^2, \quad (1.8)$$

а не просто A . Це свідчить про те, що ядерні сили мають *властивість насичення*.

2. При більш ретельному розгляді поведінки ε , як функції A , виявляється, що енергія зв'язку максимальна у парно-парних ядер $^{16}_8\text{O}$, $^{12}_6\text{C}$, тобто у ядер з парним числом протонів і парним числом нейтронів. Це вказує на особливу міцність системи чотирьох нуклонів: $2p$ і $2n$, тобто на існування в ядрі об'єднання однакових нуклонів у групи.

3. Питома енергія зв'язку має невеличкі максимуми для ядер, що мають число протонів або нейтронів 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126. Дані числа називаються

магічними. Цей факт може свідчити про те, що ядро, подібно атому, має **оболонкову структуру** і найбільш стабільно, коли оболонка цілком заповнена. Особливою міцністю відрізняються двічі магічні ядра, тобто ядра, що мають магічне як число протонів, так і число нейтронів ${}^4_2\text{He}(Z = 2, N = 2)$, ${}^{16}_8\text{O}(Z = 8, N = 8)$, ${}^{40}_{20}\text{Ca}(Z = 20, N = 20)$, ${}^{48}_{20}\text{Ca}(Z = 20, N = 28)$, ${}^{208}_{82}\text{Pb}(Z = 82, N = 126)$. Крім того, для ядер, що містять магічне число протонів, характерна сферична симетрія розподілу зарядів у не збуджених станах. Такою поведінкою магічні ядра нагадують атоми інертних газів, що характеризуються сферичною симетрією, хімічною пасивністю найбільшими енергіями іонізації.

Магічні ядра за рахунок їх підвищеної стійкості більш поширені у Всесвіті, ніж їх немагічні сусіди. Магічні ядра мають найбільше число стабільних ізотопів. Більш детально існуючі ядерні моделі будуть розглянуті в 1.7.

4. Якщо побудувати залежність питомої енергії зв'язку для легких ядер від Z при фіксованому значенні A , то вона буде мати максимум при $Z=A/2$.

Це вказує на те, що легкі ядра найбільш стійкі коли число протонів дорівнює числу нейтронів. Для важких ядер максимум зміщується в сторону $Z < A$, тобто важкі ядра більш стійкі, коли число нейтронів перевищує число протонів.

5. З ходу кривої (рис.1.1) очевидно також, що якщо об'єднати два легких ядра в ядро середньої ваги або розділити одне важке ядро на два середніх ядра, то повинна виділитися енергія за рахунок збільшення енергії зв'язку в новоутворених ядрах. Процеси першого типу – процеси **синтезу** легких ядер неперервно йдуть у Всесвіті, виступають джерелом випромінювальної енергії зірок, лежать в основі **термоядерного синтезу**. Процеси другого типу – **поділ** важких ядер – використовується для отримання енергії в атомній енергетиці.

1.3. КРАПЛИННА МОДЕЛЬ ЯДРА. НАПІВЕМПІРИЧНА ФОРМУ-

ЛА ВАЙЦЗЕККЕРА

Розглянемо питання, як залежить повна енергія ядра від числа нуклонів, що утримуються в ньому. Тобто, одержимо формулу, що описує залежність ε від A , подану на рис.1.1.

З експерименту випливають два важливі висновки щодо властивостей ядерної матерії:

- 1) густина ядерної речовини стала $\rho = \text{const}$, що означає її *нестисливість*;
- 2) середня енергія відокремлення однієї частинки майже стала ($\varepsilon \approx \text{const}$).

Обидві ці властивості характеризують рідину: рідина майже нестислива, її густина стала. З іншого боку, енергія відокремлення ε для рідини відповідає теплоті випаровування, яка з великою точністю теж майже стала.

Це дало можливість Н. Бору і Я. Френкелю розробити незалежно **краплинну модель ядра**, відповідно до якої атомне ядро являє собою електрично заряджену краплю нестисливої ядерної рідини. Краплинна модель ядра дозволила пояснити поділ ядер, а також загальні закономірності залежності енергії зв'язку від A та Z .

Енергія ядра в краплинній моделі визначається напівемпіричною формулою К.Вайцзеккера. Пояснимо її походження, використовуючи аналогію з рідиною і розглядаючи ядро як двокомпонентний розчин протонів і нейтронів.

Раніше було показано, що енергія ядра E менше суми енергій спокою протонів і нейтронів, що складають ядро, на величину енергії зв'язку ΔE , що виділяється при утворенні ядра (1.5).

Знайдемо залежність ΔE від масового числа A та атомного номера Z .

а) Якщо α – середня енергія зв'язку однієї частинки всередині ядра – обумовлена тільки ядерними силами, то в першому наближенні (відповідно до властивості 2) повна енергія зв'язку буде дорівнювати

$$\Delta E \approx \alpha A \dots \dots \quad (1.9)$$

б) Проте, це вірно тільки в припущенні, що всі нуклони ядра рівноцінні, а насправді в краплі поверхневі частинки притягаються іншими тільки з однієї (внутрішньої) сторони, їх легше видалити з ядра. У зв'язку з цим енергія зв'я-

зку ядра буде менше αA на величину, що пропорційна поверхні краплі S . Позначимо цю поверхневу енергію E_σ . Враховуючи, що ядро-крапля має форму сфери, а поверхнева енергія, віднесена до 1 м^2 , дорівнює σ (і чисельно дорівнює поверхневому натягу ядерної рідини), отримаємо

$$E_\sigma = 4\pi R^2 \sigma. \quad (1.10)$$

Оскільки радіус ядра $R = r_0 A^{1/3}$, де $r_0 = (1,2 \div 1,4) \cdot 10^{-15}\text{ м}$ – електричний радіус ядра, знаходимо

$$E_\sigma = 4\pi \sigma r_0^2 A^{2/3} = \beta A^{2/3} \quad (1.11)$$

Величина σ була визначена експериментально по енергії відриву частинки з поверхні ядра і дорівнює 10^{17} Дж/м^2 (у води $\sigma = 10^{-1}\text{ Дж/м}^2$). Таким чином, через енергію поверхневого натягу величина енергії зв'язку має бути зменшена:

$$\Delta E = \alpha A - \beta A^{2/3} \quad (1.12)$$

в) Необхідно врахувати також електростатичну енергію, що завдяки кулонівському відштовхуванню протонів теж зменшує загальну енергію зв'язку. При малому числі протонів в легких ядрах вона незначна, але стає дуже істотною для важких ядер.

Причина цьому полягає в тому, що кулонівські сили мають значно більший радіус дії, ніж ядерні сили, і кожний протон взаємодіє з всіма іншими протонами всередині ядра. Отже, повна енергія E_p , що обумовлюється кулонівським відштовхуванням Z протонів, пропорційна $Z(Z-1) \approx Z^2$ і обернено пропорційна радіусу ядра $R = r_0 A^{1/3}$.

Позначимо коефіцієнт пропорційності γ . Тоді $E_p = \gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}}$.

Значення γ можна визначити підрахуванням середньої енергії електростатичного відштовхування Z протонів ядра. Підрахунок, що проведено в припущенні рівномірного розподілу зарядів всередині сфери радіуса R , дає

$$\gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}} = \frac{3}{5} \frac{(Ze^2)}{R} \quad (1.13)$$

звідки по відомому R може бути знайдений коефіцієнт γ : $\gamma = \frac{3}{5} \frac{e^2}{r_0}$

Оскільки кулонівська енергія зменшує енергію зв'язку, то

$$\Delta E \approx \alpha A - \beta A^{2/3} - \gamma Z^2 A^{-1/3} \quad (1.14)$$

г) Нарешті, необхідно врахувати експериментальний факт найбільшої стійкості легких ядер за умов, коли число протонів дорівнює числу нейтронів ($N=Z$ при заданому A). Цей факт пов'язується з насичуючим характером ядерних сил. Тому у формулу для енергії зв'язку треба ввести додатковий член, що залежить від різниці $(N-Z)$, але симетричний щодо N і Z , тобто залежить квадратично від різниці $(N-Z)$. Цим умовам найкраще відповідає співвідношення $\xi \frac{(N-Z)^2}{A}$, що має мінімум при $N=Z$ (диференціюючи його по N при $A=\text{const}$ і прирівнюючи нулю першу похідну, отримаємо

$$\frac{2\xi}{A}(N-Z)=0 \quad (1.15)$$

Факт найбільшої стійкості важких ядер при $N>Z$ пов'язаний з кулонівським відштовхуванням протонів. Він враховується членом $\gamma Z^2 A^{-1/3}$, тому і для важких ядер треба вводити у формулу те ж співвідношення $\xi \frac{(N-Z)^2}{A}$ (в області великих Z мінімум суми двох членів $\gamma Z^2 A^{-1/3} + \xi(N-Z)^2/A$ буде досягатися при $N>Z$).

Урахування всіх перерахованих вище чинників призводить до співвідношення для ΔE :

$$\Delta E = \alpha A - \beta A^{2/3} + \gamma Z^2 A^{-1/3} - \xi(N-Z)^2/A \quad (1.16)$$

Останній член формули (1.16) називають *ізотопічним*. Він не може бути пояснений за допомогою краплинної моделі.

Для того щоб формула правильно передавала значення мас усіх ядер, в неї треба додати ще один член - $\delta(A, Z)$.

Він називається *спіновим* членом і відображає той факт, що ядерні сили залежать від взаємної орієнтації спінів нуклонів. *Спін* - суголбо квантова характеристика ядра. З краплинної моделі пояснити походження спінового члена неможливо. Значення $\delta(A, Z)$ дорівнює:

$+|\delta|$ для парно-парних ядер (парні Z і непарні N);

0 для непарних A ;

$-|\delta|$ для непарно-непарних ядер (непарні Z і непарні N).

Такий вигляд члена $\delta(A, Z)$ відображає той факт, що найбільш стійкими є ядра парно-парні, а найменш стійкими непарно-непарні. Проміжні значення енергії зв'язку мають ядра з непарним A . Це впливає з експериментального визначення мас.

Остаточно, енергія зв'язку описується виразом

$$\Delta E = \alpha A - \beta A^{2/3} - \gamma Z^2 A^{-1/3} - \xi (N-Z)^2 / A + \delta(A, Z). \quad (1.17)$$

З експерименту були визначені такі значення для коефіцієнтів: $\alpha = 15,75 \text{ MeV}$; $\beta = 17,8 \text{ MeV}$; $\gamma = 0,71 \text{ MeV}$; $\xi = 22 \text{ MeV}$; $\delta = 34 A^{-3/4} \text{ MeV}$.

Використовуючи формулу (1.17), що вперше отримав К. Вайцзеккер, можна обчислювати маси всіх ядер та їх повні енергії:

$$E = Mc^2 = c^2 [Zm_p + (A - Z)m_n] - \alpha A + \beta A^{2/3} + \gamma Z^2 A^{-1/3} + \xi (N-Z)^2 / A - \delta(A, Z) \quad (1.18)$$

Формула Вайцзеккера дозволяє пояснити загальний вид залежності ϵ від A (рис.1.1). Об'єм ядра $V \sim R^3$, тоді як поверхня ядра $S \sim R^2$. Якщо зменшувати розміри ядер шляхом зменшення числа нуклонів у ядрі, то об'єм ядра буде наближатися до нуля швидше його поверхні, тоді роль поверхневих ефектів буде зростати зі зменшенням ядра. В дуже легких ядрах практично всі нуклони знаходяться на поверхні, а це значить, що ядерні сили не можуть проявити себе цілком, і система стає менше стійкою. Цим пояснюється спад кривої зліва.

Зі збільшенням розміру ядра, тобто при переході в область великих A (а отже, і великих Z) зростає число протонів. Енергія кулонівського відштовхування пропорційна Z^2 , а ядерні сили пропорційні тільки першій степені A , тому роль електростатичної енергії збільшується й енергія зв'язку зменшується. При деякому значенні Z через відштовхування протонів стабільні ядра вже не можуть існувати. Таким чином, спад кривої справа пояснюється ростом сил електростатичного відштовхування.

1.4. СПІН І МАГНІТНИЙ МОМЕНТ ЯДРА

Спін ядра. Повний момент кількості руху ядра складається з моментів кількості руху нуклонів, що складають ядро. Нуклони, в свою чергу, мають *власні моменти кількості руху* \vec{S} і *орбітальні моменти* \vec{L} , що обумовлені рухом відносно загального центру інерції ядра.

Абсолютна величина власного моменту кількості руху нуклона виражається через *спінове квантове число* S за допомогою співвідношення

$$|\vec{S}| = \hbar \sqrt{S(S+1)} \quad (1.19)$$

Квантове число S називається *спіном частинки*. Спіни протона і нейтрона дорівнюють $\frac{1}{2} \cdot \hbar$. Обидві частинки є ферміонами і підпорядковуються статистичі Фермі-Дірака, а отже, і принципу Паулі.

Якщо система складається з двох частинок, спіни яких дорівнюють S_1 і S_2 , то абсолютна величина власного моменту системи

$$|\vec{S}'| = \hbar \sqrt{S'(S'+1)} \quad (1.20)$$

де сумарне спінове число S' приймає значення

$$S' = S_1 + S_2; S_1 + S_2 - 1; \dots |S_1 - S_2| \quad (1.21)$$

так що

$$|S_1 - S_2| \leq S' \leq S_1 + S_2 \quad (1.22)$$

або як сума векторів

$$\vec{S}' = \vec{S}_1 + \vec{S}_2 \quad (1.23)$$

Якщо в системі є велике число частинок, між якими діють тільки центральні сили, то сумарний спіновий момент знаходиться складанням всіх векторів:

$$\vec{S} = \vec{S}_1 + \vec{S}_2 + \dots + \vec{S}_A \quad (1.24)$$

Орбітальний момент частинки можна виразити через *орбітальне квантове число* l :

$$|\vec{L}| = \hbar \sqrt{l(l+1)} \quad (1.25)$$

Складання орбітальних квантових моментів у цьому випадку виконується так само, як і спінових

$$\vec{L} = \vec{L}_1 + \vec{L}_2 + \dots + \vec{L}_A \quad (1.26)$$

Сума орбітального і спінового моментів являє *повний момент кількості руху* ядра

$$\vec{I} = \vec{L} + \vec{S} \quad (1.27)$$

Абсолютний величина повного моменту кількості руху ядра знаходиться з співвідношення

$$|\vec{I}| = \hbar \sqrt{I(I+1)} \quad (1.28)$$

де квантове число I може приймати значення

$$I = L+S; L+S-1; \dots |L-S| \quad (1.29).$$

Повний момент кількості руху ядра називають **спіном ядра**: оскільки, як і для окремого нуклона, це внутрішній момент кількості руху системи-ядра, що поводить себе як одна частинка.

Повний момент кількості руху ядра \vec{I} завжди є інтегралом руху. Орбітальний \vec{L} і спіновий \vec{S} моменти кількості руху ядра кожний окремо не є інтегралами руху, оскільки ядерні сили **нецентральні** та існує спін-орбітальна взаємодія.

Якби повні моменти всіх нуклонів були спрямовані в одну сторону, то сумарна величина механічного моменту ядра з числом нуклонів $A=200$ явно перевищувала би $100\hbar$. Проте жодне з відомих ядер не має і десятої частки такого значення. Це свідчить про те, що в більшості пар нуклонів повні механічні моменти орієнтовані в протилежних напрямках.

Оскільки повний момент окремого нуклона є півцілим (в одиницях \hbar), то в залежності від парності числа нуклонів у ядрі момент \vec{I} буде або *цілим*, або *півцілим*.

Ядра з парним числом частинок A мають цілий механічний момент, а ядра з непарним значенням A мають півцілий механічний момент в одиницях \hbar .

Проекція моменту кількості руху ядра на одну з координатних осей (за-

звичай розглядають проекцію на вісь z) характеризується за допомогою *магнітного квантового числа* m_I

$$I_z = \hbar m_I \quad (1.21)$$

причому m може приймати $2I+1$ значень

$$m_I = I; I-1; \dots -I+1; -I. \quad (1.22)$$

Проекції I на інші дві осі не можуть бути точно визначені одночасно I і I_z .

Магнітні моменти ядер. Магнітний момент ядра $\vec{\mu}_я$, що складається з A нуклонів, обумовлений *спіновими магнітними моментами нуклонів*

$$\vec{\mu}_s = \frac{e}{2mc} \vec{S} \quad (\text{де } m - \text{маса нуклона,}$$

а e - заряд) і *магнітними моментами, що викликаються орбітальним рухом протонів*

$$\vec{\mu}_L = \frac{e}{2m_p c} \vec{L}. \quad \text{Проте, вектор магнітного моменту не збігається з}$$

вектором моменту кількості руху (рис.1.2). Завдяки магнітній взаємодії, що існує між орбітальним і спіновими моментами,

результуючий магнітний момент $\vec{\mu}$ прецесує відносно результуючого моменту кількості руху \vec{I} . При цьому середнє за часом $\vec{\mu}$, що позначається $\vec{\mu}_{\text{еф}}$, є складовою магнітного моменту, спрямованою вздовж моменту кількості руху ядра.

Коли вздовж осі z прикладене зовнішнє магнітне поле, проекція $\vec{\mu}_{\text{еф}}$ на вісь приймає $2I+1$ значень, величина яких залежить від кута, що утворений вектором і віссю. Максимальне значення цієї проекції $\vec{\mu}$ називається **магнітним моментом ядра**.

Оскільки „ефективний” магнітний момент поводить себе як вектор, що

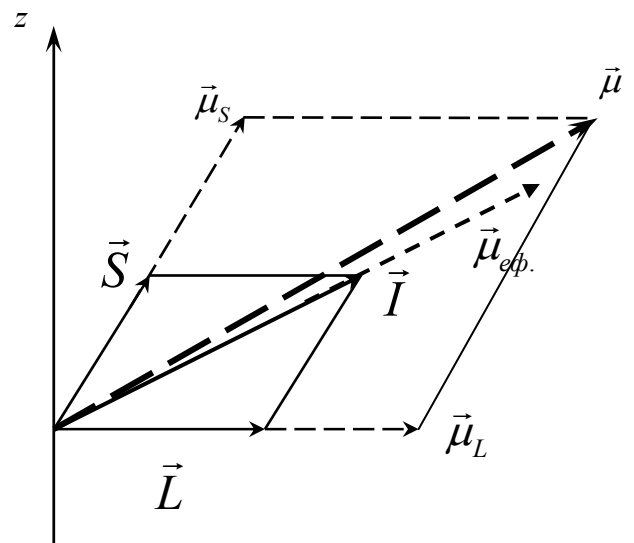


Рис.1.2. Утворення магнітного моменту ядра.

спрямований вздовж моменту кількості руху, обидва моменти — механічний і магнітний - пов'язані лінійною залежністю:

$$\vec{\mu}_{ef.} = g \frac{e}{2m_p} \vec{I} \quad (1.23)$$

де g - гіромагнітне відношення для ядра. Абсолютне значення

$$|\vec{\mu}_{ef.}| = g \frac{e}{2m_p c} \hbar \sqrt{I(I+1)} \quad (1.24)$$

Величина $\mu_0 = \frac{e}{2m_p c} \hbar = \frac{M_B}{1836}$ називається ядерним магнетоном ($M_B = \frac{e\hbar}{2m_e c}$ -

магнетон Бора, магнітний момент електрона).

Якщо μ виражати в одиницях ядерного магнетона, а I - одиницях \hbar , то для g ядра отримаємо:

$$g = \frac{\mu}{I} \quad (1.25)$$

Теоретично не можна визначити значення g , тому що для цього треба знати, яким чином повний момент ядра I складається з орбітальних і спінових моментів нуклонів ядра. Тому g або I визначають експериментально.

Експериментально були визначені магнітний момент протона $\mu_p = 2.79$, магнітний момент нейтрона $\mu_n = -1.91$ (в одиницях ядерного магнетона).

Аналіз експериментальних значень спінів ядер дає можливість зробити ряд важливих висновків про структуру ядра в цілому і про ядерні сили.

1. При парному A спіни завжди цілі, при непарному A спіни завжди півцілі. Цей факт зіграв вирішальну роль при переході від протонно-електронної моделі ядра до нейтронно-протонної.

2. Спіни всіх парно-парних ядер в основних станах дорівнюють нулю. Це вказує на те, що спіни нуклонів одного виду комбінуються так, що момент кількості руху пари нуклонів дорівнює нулю.

3. Спіни всіх відомих ядер не перевищують $3/2\hbar$. Звідси можна припустити, що нуклони в ядрі локалізовані в замкнутих оболонках і не всі нуклони беруть участь у створенні спіну ядра.

4. Ядро в станах з різними спінами має різні енергії зв'язку. Наприклад, енергія зв'язку дейтрона дорівнює 2.26MeV при рівнобіжних спінах. При антипаралельних спінах дейтрон у стабільному стані взагалі не існує. З цього випливає, що *ядерні сили залежать від взаємної орієнтації спінів*.

1.5. МЕТОДИ ВИЗНАЧЕННЯ СПІНІВ І МАГНІТНИХ МОМЕНТІВ ЯДЕР. МЕТОД ЯДЕРНОГО МАГНІТНОГО РЕЗОНАНСУ

Метод надтонкої структури. Експериментально встановлено існування *тонкої структури атомних спектральних ліній*. Тонка структура виникає через взаємодію магнітного поля, що утворюється орбітальним рухом електронів, з магнітним моментом, обумовленим наявністю спінів електронів. Ця взаємодія виявляється істотно різною при різних напрямках спіну, завдяки чому відбувається розщеплення лінії на дві.

Лінії тонкої структури, в свою чергу, теж розщеплюються. Це явище одержало назву *надтонкої структури* атомних спектрів. Пояснюється таке розщеплення взаємодією магнітного моменту атомного ядра з магнітним полем, що утворюється електронами атомної оболонки. При різних орієнтаціях спіна ядра воно буде різним.

Припустимо, що електронна оболонка має момент кількості руху \vec{J} , а ядро \vec{I} . Тоді абсолютне значення *повного моменту кількості руху* атома

$$|\vec{F}| = \hbar \sqrt{F(F+1)} \quad (1.26)$$

де F приймає значення

$$I - j \leq F \leq I + j \quad (1.27)$$

При даному значенні I й j , в залежності від їх орієнтації, відповідна лінія може розщеплюватися на ряд підрівнів за рахунок того, що квантове число F може приймати декілька значень. При даному j число підрівнів дозволить визначити I .

У місці розташування ядра, що має магнітний момент $\vec{\mu}_n$, електронна оболонка створює деяке середнє магнітне поле \vec{H}_e

Енергія взаємодії магнітного моменту ядра з магнітним полем електронів буде дорівнювати

$$W = -\vec{\mu}_j \vec{H}_e = H_e \mu_j \cos(\vec{H}_e \vec{\mu}_j) \quad (1.28)$$

Користуючись законами квантової механіки, можна знайти значення W , виражене через F, I, j :

$$W = \frac{\mu_a}{2} \frac{F(F+1) - j(j+1) - I(I+1)}{\sqrt{j(j+1)I(I+1)}} \quad (1.29)$$

де a - стала, яка визначає абсолютну величину магнітного поля електронів. Можна декількома засобами визначати спін ядра, наприклад, підраховувати число спектральних ліній, розглядати інтервали між лініями і порівнювати їх інтенсивності.

Спіни ядер також можна визначити з ядерних реакцій, оскільки при перетвореннях ядер зберігається момент кількості руху. Магнітні моменти ядер μ_j також можна досить грубо визначати по надтонкій структурі. Але найбільшу точність мають методи, що засновані на явищі *ядерного магнітного резонансу*. Це явище полягає в тому, що спін ядра, який знаходиться в сильному постійному магнітному полі може „перекидатися” під дією слабкого високочастотного поля визначеної (резонансної) частоти.

Метод Рабі. Точний вимір магнітних моментів і спінів ядер було виконано за допомогою *метода І. Рабі*. Схема цього методу зображена на рис.1.3. Молекулярний пучок з джерела 3 послідовно проходить через два сильно неоднорідних магнітних поля з протилежно спрямованими градієнтами $\frac{\partial H}{\partial x}$. У неоднорідному магнітному полі траєкторія ядра, що володіє магнітним моментом, викривляється вздовж градієнта, або проти нього, у залежності від орієнтації магнітного моменту. Перше неоднорідне поле викривляє траєкторії ядер, а друге - фокусує їх на детектор 4. Якщо тепер у проміжку 5 між полями включити комбінацію постійного сильного однорідного і слабкого високочастотного магнітних полів, то в резонансі спін ядер буде перекидатися, в результаті чого ці ядра не будуть фокусуватися другим неоднорідним полем,

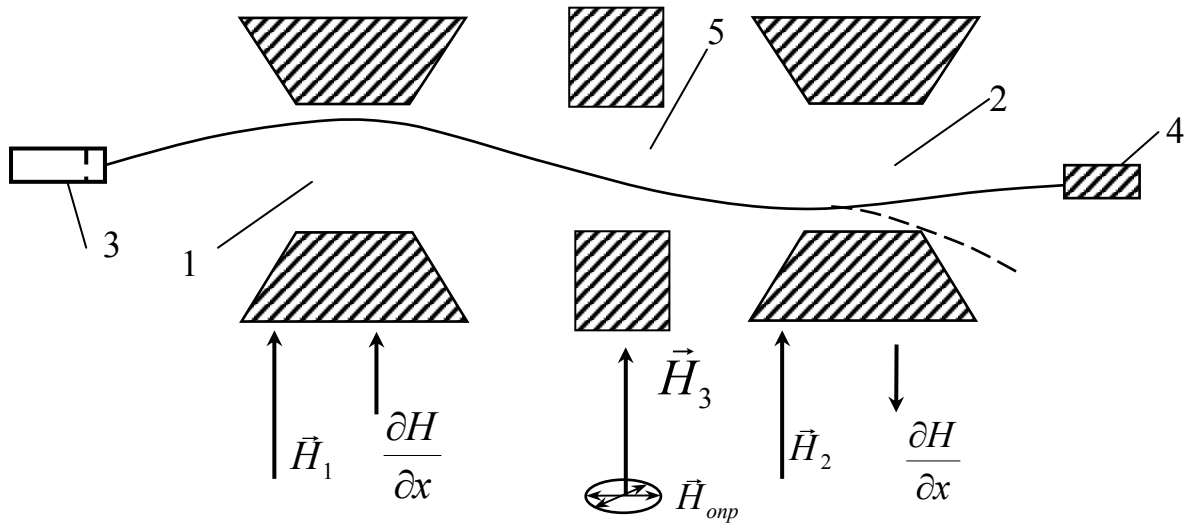


Рис.1.3. Схема метода І. Рабі. (Сплошною лінією зображена траєкторія частинки з сталою орієнтацією магнітного моменту, пунктирною – траєкторія частинки, магнітний момент якої переорієнтувався в області 5.)

тобто не потраплять у детектор. Тому на графіку інтенсивності лічби в детекторі в залежності від частоти високочастотного поля в резонансі буде різкий провал, положення якого і визначить розмір магнітного моменту

$$f_0 = \frac{\mu}{I} \cdot \frac{H_3}{2\pi}, \quad (1.30)$$

де f_0 – резонансна частота, H_3 – напруженість постійного сильного однорідного магнітного поля. Спін ядра визначається по числу резонансів і відносній відстані між ними.

1.6. КВАДРУПОЛЬНИЙ ЕЛЕКТРИЧНИЙ МОМЕНТ ЯДРА

Крім магнітних моментів атомні ядра володіють ще й електричними моментами, які залежать від розподілу заряду в ядрі.

На рис.1.4, а зображений звичайний електричний диполь, момент якого $p = e\delta$. Диполь може бути також утворений системою по-різному заряджених частинок, яка в цілому має ненульовий заряд. Якщо центр маси системи не збігається з центром заряду, то в електричному полі така система має властивість диполя і буде орієнтуватися по напрямку поля. Дипольний момент ядра (рис.1.4,б) міг би дорівнювати $p = Ze\delta$, якщо δ характеризує відхилення центру симетрії заряду від центру ваги ядра. В дійсності, ядра не мають дипольного моменту. Це означає, що центр маси носіїв зарядів - протонів збігається з центром маси протонів і нейтронів. Іншими словами, протони і нейтрони в ядрах розподілені достатньо рівномірно.

Проте, багато ядер мають **квадрупольний момент**, який виступає мірою відхилення розподілу зарядів від сферичної симетрії. Розподіл заряду в ядрі приблизно подають у вигляді еліпсоїда обертання. Квадрупольний момент

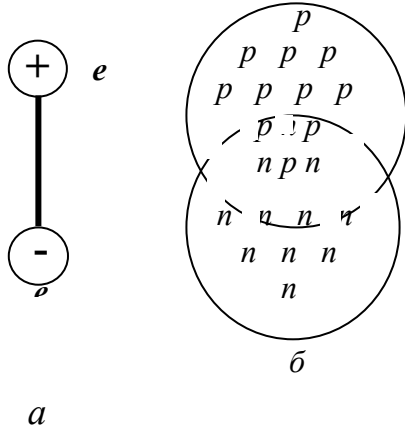


Рис.1.4. Утворення електричного дипольного моменту ядра: *a* - електричний диполь, *б* - система з рознесеними центрами зарядів.

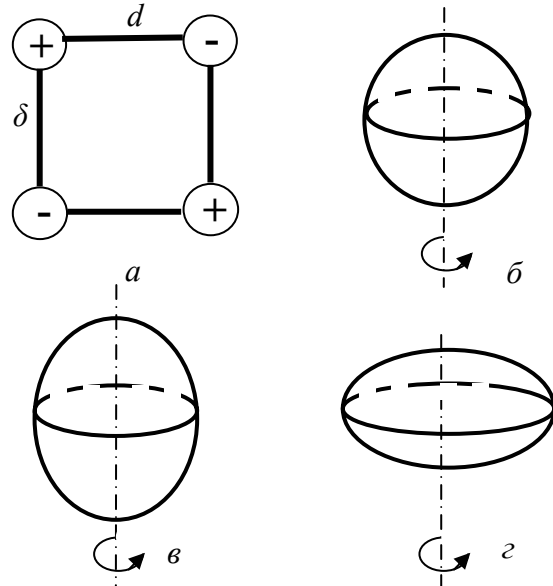


Рис.1.5. Утворення квадрупольного електричного моменту ядра: *a* - система зарядів, що не володіє квадрупольним моментом, *б* - ядро з нульовим квадрупольним моментом, *в* - ядро з позитивним квадрупольним моментом, *г* - ядро з від'ємним квадрупольним моментом.

ядра

$$Q = \frac{2}{5} Ze(b^2 - a^2), \quad (1.31)$$

де *b* і *a* - півосі еліпсоїда. Для ядра, витягнутого вздовж напрямку спіну, що відповідає півосі *b*, $Q > 0$ (рис.1.5,в). $Q < 0$ - для ядра, сплющеного в цьому напрямку (рис.1.5,г). Квадрупольний електричний момент при сферично симетричному розподілі зарядів (рис.1.5,б) дорівнює нулю. Це має місце при спіні ядра, рівному 0 або $\frac{1}{2}$ (в одиницях \hbar)

Позитивний знак квадрупольного моменту означає, що розподіл зарядів витягнуто в напрямку спіну (рис.1.5,в). Негативний знак квадрупольного моменту означає, що сфероїд сплющений у напрямку спіну (рис. 1.5, г). Ці відхилення від сферичного розподілу заряду в ядрі не перевищують 10% вели-

чини радіусу ядра.

Визначити квадрупольний момент можна з надтонкої структури, по кулонівському збудженню ядер та іншими методами. Знання його дає додаткові дані про будову ядра. Наявність квадрупольного моменту в дейтрона також свідчить про нецентральність ядерних сил.

Більшість важких ядер має сильно витягнуту форму, але всі ядра з $Z=N$ сферично симетричні.

1.7. ЯДЕРНІ МОДЕЛІ

Теорія атомного ядра, яка розробляється на основі великого експериментального матеріалу, що накопичується при дослідженні атомних ядер, повинна насамперед відповісти на всі запитання щодо структури і властивостей ядер. Наприклад:

- а) Які ядра стабільні, які радіоактивні? Які види радіоактивного розпаду, періоди піврозпаду, енергетичні і кутові розподіли вилітних частинок?
- б) Чому дорівнюють R , M , ΔE , I , μ будь-якого ядра?
- в) Як розподілені енергетичні стани рівнів?
- г) Чому дорівнюють ймовірності переходів з збуджених станів в основний?

Така теорія виходить з того факту, що всі ядра складаються з протонів і нейтронів, що пов'язані між собою ядерними силами.

І тут, насамперед, приходить зштовхуватися з недостатністю наших знань про ядерні сили. У атомі діють електромагнітні сили, теорія яких розроблена і добре співпадає з експериментом. Теорія ядерних сил дотепер не побудована через ряд принципових труднощів, насамперед через недостатність експериментальних даних по цілому ряду характеристик ядерних сил.

Найбільш ефективним методом одержання даних про ядерні сили є дослідження зіткнень між двома нуклонами і вивчення дейтрона - зв'язаної системи, що складається тільки з протона і нейтрона. Проте, цих досліджень поки недостатньо для ясного розуміння законів дії ядерних сил. Це

заставляє вдаватися до побудови гіпотетичних моделей ядра. Для цього роблять ряд припущень про будову ядра і порівнюють експериментальні дані зі слідами, що впливають з цих припущень, вибирають модель, що найбільш точно описує наявні експериментальні дані. До теперішнього часу запропоновано багато моделей ядра, кожна з яких задовільно пояснює лише деякі властивості ядер, але жодна з них не може пояснити всю сукупність експериментальних фактів. Це природно, тому що при виборі моделі беруть виділені властивості, що приймають за головні, іншими зневажають, і моделі мають обмежену область застосування.

Моделі ядер з сильною взаємодією. У цих моделях враховується, що ядро є системою сильно взаємодіючих частинок. Ці частинки утримуються силами, що діють тільки на дуже малих відстанях. Вільний пробіг нуклона в ядрі λ і радіус сил між двома частинками r_0 при цьому малі в порівнянні з розміром ядра $\lambda \ll R$ і $r_0 \ll R$. Рух нуклона в такій моделі визначається не станом ядра як цілого, а рухом невеличкого числа його сусідів. До такого типу відносяться моделі: *краплинна, складового ядра, статистична, модель з α -частинок* та інші.

Моделі ядер із незалежних частинок. У моделях цього класу передбачається, що рух нуклонів цілком неузгоджений, вони рухаються практично незалежно друг від друга в потенційному полі, що утворено сумарною середньою дією всіх нуклонів ядра (при цьому $\lambda \gg R$). До такого типу відносяться *оболонкова модель, модель Фермі-газу, модель потенційної ями*

Як же можна узгодити два припущення про те, що $\lambda \ll R$ і $\lambda \gg R$, які, на перший погляд, виключають одне одного. Якщо розглядати незбуджене ядро в основному стані по моделі незалежних частинок, то нижні енергетичні рівні його повинні бути цілком заповнені і, відповідно до принципу Паулі, на ці рівні не можна помістити інші ідентичні частинки. При русі нуклона в ядрі і зіткненні його з іншими нуклонами відбувається перерозподіл енергії між ними; у результаті один з нуклонів повинний перейти в більш низький енергетичний стан, а це заборонено. У зв'язку з цим можна вважати, що ну-

клони практично не взаємодіють, а довжина вільного пробігу - велика ($\lambda \gg R$).

Якщо ж ядро збуджене і його енергія збудження більше середньої енергії зв'язку нуклона в ядрі, то зіткнення нуклонів всередині такого ядра стають можливими, так з'являються вільні вище і нижче розташовані рівні, і нуклони можуть переходити з одного стану в інший. У цьому випадку можна вважати довжину вільного пробігу меншою розмірів ядра. Таким чином, для різноманітних фізичних явищ слід використовувати різні моделі.

Краплинна модель ядра. Основні особливості краплинної моделі були відзначені при дослідженні питання про енергію ядра (1.3). Було показано, що якщо ввести додатково спіновий член $\delta(A, Z)$, то напівемпірична формула Вайцеккера добре пояснює загальні залежності енергії ядра, що знаходиться в основному стані, від A і Z (проте врахування спінових характеристик ядер у краплинній моделі неможливо і не може бути пояснено). Крім пояснення ряду властивостей не збуджених ядер, модель ядра у вигляді рідкої краплі одержала широке застосування в теорії ядерних реакцій. Як буде показано нижче, теорія складового ядра Бора дозволяє пояснити, чому ядро, утворене в результаті зіткнення і захоплення нейтрона або протона, існує значний час і не розпадається. Воно знаходиться як би в “підігрітому” стані, і проходить якийсь час, перед тим, як достатня частина надлишкової енергії сконцентрується в результаті випадкової флуктуації в однієї з частинок, що завдяки цьому одержить можливість покинути ядро. Це нагадує випаровування з рідкої краплі, що протікає при низькій температурі, - процес, що відбувається дуже повільно, навіть якщо повний тепловміст краплі набагато перевищує енергію, необхідну для звільнення однієї молекули.

Краплинна модель дозволяє також наочно пояснити дуже важливий процес поділу важких ядер. Проникнення нуклона в ядро-краплю призводить до виникнення коливань, в результаті яких ядро деформується. Сили кулонівського відштовхування протонів будуть підсилювати деформацію,

тоді як сили поверхневого натягу, навпаки, будуть повертати ядро у вихідний стан. Чим більше заряд ядра Z , тим більш значна роль кулонівських сил і тем легше ядро поділяється на два осколки.

Краплинна модель дає точну відповідність з експериментом при дослідженні стійкості основних станів ядер стосовно спонтанного поділу. Близькість моделі до фізичної реальності підтверджується тим фактом, що важкі ядра, розташовані поблизу межі стійкості, дійсно відчують змушений поділ.

З іншого боку, обчислення збуджених станів ядер по даній моделі дає занадто великі відстані між рівнями.

Можна сказати, що динаміка руху нуклонів у ядрі, що обумовлює властивості збуджених станів, виявляється набагато складнішою руху матерії в рідкій краплі. Крім того, були виявлені інші властивості атомних ядер, що суперечать моделі рідкої краплі. Все це призвело до появи оболонкової моделі.

Оболонкова модель ядра. Той факт, що ядра з визначеним числом протонів і нейтронів якось особо виділені, наприклад по енергії зв'язку (див.1.2), призводить до припущення, що ядро, як і атом, складається з замкнутих оболонок із визначеними періодичними властивостями.

Спочатку проти такого уявлення висловлювалися серйозні заперечення. Дійсно, на противагу атомній оболонці ядро не має яскраво вираженого силового центру; крім того, нуклони ядра, на відміну від електронів атома, сильно взаємодіють між собою. Припущення про основну роль усередненого потенціалу суперечить краплинній моделі, де кожна частинка повинна взаємодіяти зі своїми найближчими сусідами. З іншого боку, краплинна модель добре пояснювала ряд експериментальних фактів.

Сильним аргументом на користь оболонкової структури є висока стабільність ядер, у яких число протонів і нейтронів збігається з одним із так званих “магічних” чисел (2, 8, 20, 50, 82, 126). Це виявляється в ряді особливостей:

- а) енергії зв'язку цих ядер – мають явно виражені максимуми;
- б) ядра з “магічними” числами p або n найбільш поширені в природі;
- в) ймовірність захоплення нейтрона такими ядрами мала;
- г) квадрупольні моменти ядер з “магічним” числом нуклонів малі, що вказує на сферичну симетрію таких ядер;
- д) при поділі урану утворюються два неоднакових осколки, причому особливо велика ймовірність, що один із них містить 50, а інший - 82 нейтрона.

Таким чином, експериментальні факти дають підставу припустити, що зазначені вище число нейтронів і протонів утворюють у ядрі особливо стійкі замкнуті оболонки.

Розглянемо тепер деякі положення, що покладені в основу оболонкової моделі.

1. Вважається, що нуклони квазінезалежні і рухаються в усередненому потенційному полі ядра, що утворено іншими нуклонами ядра, їх рух може бути розрахований відповідно до законів квантової механіки. Це положення можливо обґрунтувати в такий спосіб.

Велика ефективність і малий радіус взаємодії двох нуклонів призводить до утворення вузької і глибокої потенційної ями, що у першому наближенні можна вважати прямокутною.

У ядрі нуклони рухаються друг відносно друга на відстанях, порівнянних з шириною нуклонної ями. Тому взаємодія нуклона з ядром визначається середньою потенційною ямою, що утвориться в результаті додавання багатьох нуклонних потенційних ям (рис. 1.6,а).

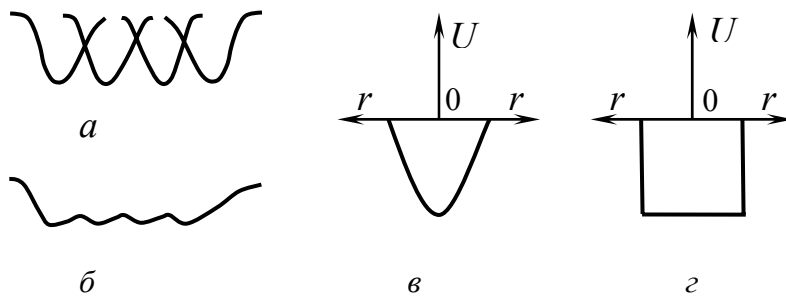


Рис.1.6. Потенційна яма ядра: *а* – потенційні ями нуклонів, *б* – результуюча потенційна яма ядра, *в* і *г* – потенційні ями легкого і важкого ядра.

Через тісне сусідство нуклонів і малого радіуса дії ядерних сил середній потенціал ями ядра повинний бути

близьким до однорідного (рис.1.6,*б*), швидко спадати до нуля на межі ядра і мати сферичну симетрію (через сферичну форму ядра). Для спрощення обчислень використовуються дві ідеалізації: у легких ядер приймається параболічний закон зміни потенціалу $U(r)$ (рис.1.6,*в*); у важких ядер вважають, що потенційна яма має прямокутну форму (рис.1.6,*г*).

Нуклон, що рухається у потенційному полі ядра за законами нерелятивістської квантової механіки, може мати кінцеве число станів із цілком визначеною енергією. При цьому в силу принципу Паулі, в кожному стані може знаходитися тільки один нуклон. Різноманітним $2I+1$ орієнтаціям вектора орбітального моменту кількості руху і двом можливим орієнтаціям спіну відповідає те саме значення енергії (через ізотропність поля). Таким чином, на кожному енергетичному рівні може розміститися $2(2I+1)$ нуклонів даного типу (протонів або нейтронів).

2. Оболонки, що володіють підвищеною стійкістю, утворюються 2, 8, 20, 50, 82 і 126 нейтронами або протонами (остання цифра 126 відноситься тільки до нейтронів, оскільки немає ядер з таким числом протонів). Ці оболонки мають для ядер таке ж значення, як заповнені оболонки атома, тільки число електронів в оболонках атомів подано іншим рядом значень (2, 10, 18, 36, 54, 86). Ядра, у яких число p і число n дорівнює будь-якому з магічних чисел, мають властивості, перераховані вище.

Сюди, наприклад, відносяться “двічі магічні” ядра $^{16}\text{O}(8p, 8n)$; $^{20}\text{Ca}(20p, 20n)$.

Оскільки їх оболонки замкнуті, то зайвий нейтрон, що додається, буде слабо утримуватися ядром, тому ймовірність поглинання нейтронів такими ядрами мала.

Звідси випливає, що поведінка атомних ядер повинна значною мірою визначатися надлишком або недостатністю нуклонів у порівнянні з тим числом, що відповідає замкнутим оболонкам.

3. У ядрі має місце сильна взаємодія між орбітальним механічним моментом l і його спіном S . Говорять, що в ядрі існує сильна спін-орбітальна взаємодія. У результаті цієї взаємодії рівень енергії нуклона для даного значення квантового числа l (за винятком $l=0$) розщеплюється на два підрівня. Ці підрівні характеризуються значеннями повного моменту кількості руху $j=l+1/2$ і $j=l-1/2$, і відповідають проекціям спінів $+1/2$ і $-1/2$. На кожному з цих підрівнів може розміститися $(2j+1)$ нейтронів і $(2j+1)$ протонів. При поступовому заповненні рівнів спочатку заповнюються рівні $l+1/2$ а потім рівні $l-1/2$. При зроблених припущеннях про потенційну яму, різниця енергій між рівнями $l+1/2$ і $l-1/2$ для даного значення досить велика і збільшується зі зростанням l . Вже при l , що дорівнює 4, різниця енергій так велика, що нуклони, які займають рівень $l-1/2$, знаходяться практично в різних оболонках.

4. Однакові нуклони повинні об'єднатися в пари з нульовим сумарним моментом. Тому спіни основних станів парно-парних ядер дорівнюють нулю, а в ядрах з непарним числом A дорівнюють спіну останнього, неспареного, або так званого “вільного” нуклона.

З урахуванням усіх цих положень була теоретично вирішена задача щодо можливих оболонок всередині потенційного поля ядра. Цікаво відзначити, що для прямокутної потенційної ями можна підібрати орбіти, що відповідають магічним числам. Узгодження може бути досягнуто тільки за

умов врахування закруглення потенційної ями на краях. Це більше відповідає дійсності.

Стан кожного нуклона в ядрі характеризується його моментом j і парністю. Хоча кожний з векторів \vec{l} і \vec{S} окремо не зберігаються, абсолютна величина орбітального моменту нуклона вважається визначеною. Дійсно, момент j може виникнути або зі стану з $l+1/2$, або зі стану з $l-1/2$. При заданому значенні j (півцілому) ці два стани мають відповідно до формули $P=(-1)^l$ різну парність, а тому завданням j і парності визначається і квантове число l .

Стан нуклонів з однаковими l і j відрізняються (у порядку збільшення енергії) значенням “головного квантового числа” n , що може бути любым цілим числом, починаючи з одиниці. Різноманітні стани позначають символами $1s^{1/2}$, $1p^{1/2}$ і т.п., де цифра перед буквою є *головне квантове число*, букви s, p, d, f, g, h, \dots , вказують значення l ($l=0$ - s-стан, $l=1$ - p-стан і т.д.), а індекс букви – значення j .

Наведемо схему енергетичних рівнів нуклонів у потенційній ямі, вид якої зображений на рис.1.7.

Оболонкова модель добре пояснює багато властивостей ядер, що знаходяться в основному або слабо збудженому стані.

Розглянемо питання про ядерні спіни. Оскільки нуклони на різноманітних енергетичних рівнях об'єднуються в пари з нульовим сумарним моментом кількості руху, то і ядра, що містять парне число протонів і парне число нейтронів, будуть мати нульовий момент кількості руху. Це підтверджується експериментальними даними. Спін ядра з непарним A повинний визначатися моментом неспареного нуклона. Наприклад, $^{17}_8\text{O}$ складений із $8p$ і $9n$. Момент неспареного нейтрона дорівнює $J=5/2$, точно таке ж значення має і спін $^{17}_8\text{O}$.

Модель ядерних оболонок спроможна визначати також парність ядер. Так, у випадку непарного A ядерна парність збігається з парністю неспа-

реного нуклона. Оболонкова модель правильно описує загальну поведінку магнітних моментів ядер. Спостерігається якісна відповідність між теорією

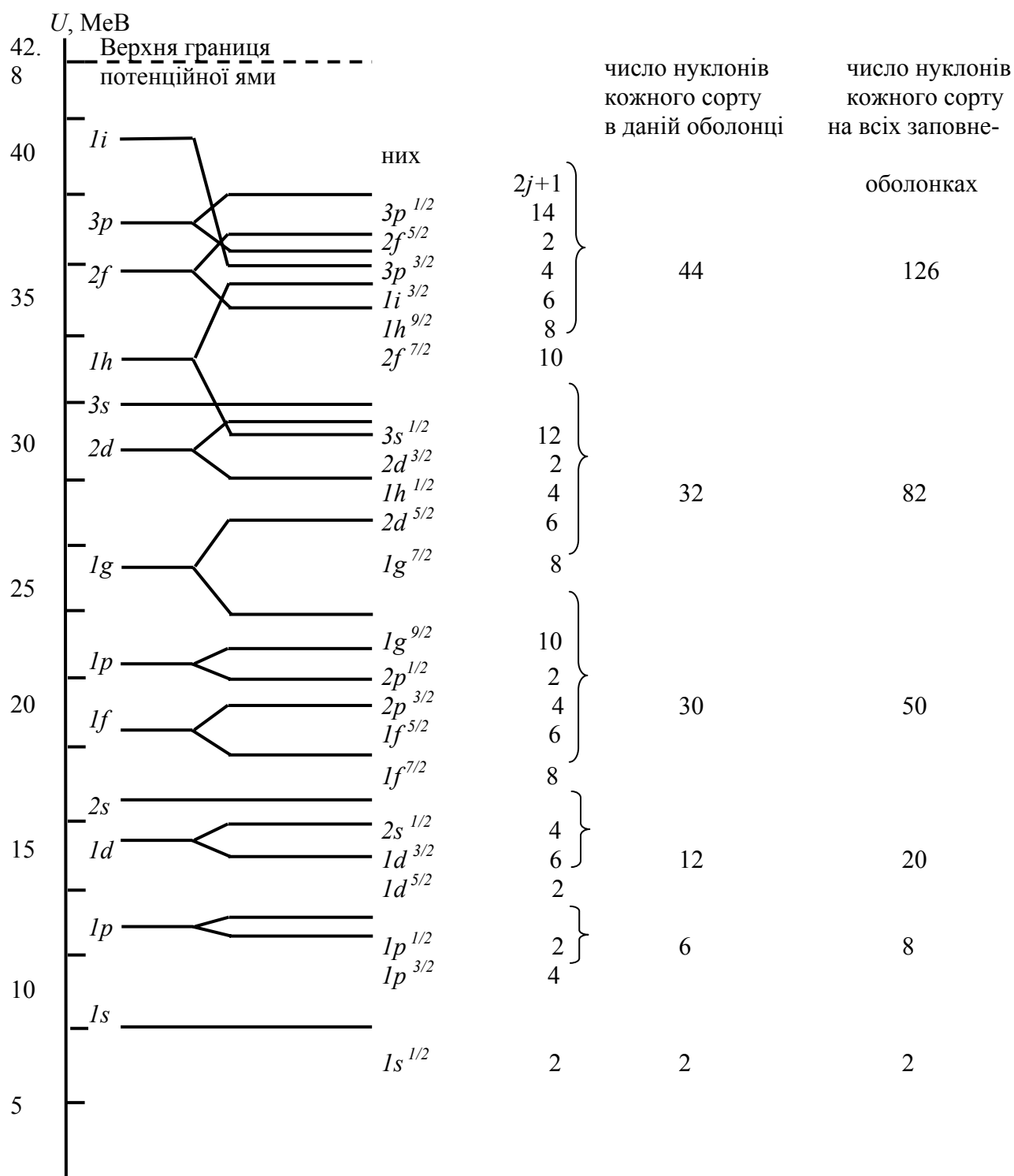


Рис. 1.7. Схема енергетичних рівнів нуклонів в потенційній ямі.

та експериментом для ядер з непарним A . Ця модель пояснює багато особливостей ядерних реакцій, допомагає зрозуміти закономірності α - і β -розпадів. Проте вона не може дати правильні значення квадрупольних мо-

ментів ядер, не дає задовільного пояснення поведінки сильно збуджених ядер і ряду інших фактів.

Таким наближенням є так звана *узагальнена модель ядра*, де враховується вплив колективного руху нуклонів на величину середнього поля. Ця модель у найпростішому варіанті являє собою синтез оболонкової і краплинної моделей. Ядро поділяється на краплинну центральну частину і надоболонкові нуклони, що взаємодіють з центром.

Крім розглянутих існує багато інших моделей, кожна з яких пояснює ту або іншу сторону явищ, але поки що не вдалося створити єдину модель, що пояснює всю складність структури і поведінку атомних ядер, як легких, так і важких, як слабо, так і сильно збуджених.

Контрольні питання та завдання

1. Дайте визначення стабільних і нестабільних ядер. Якими властивостями вони відрізняються?
2. Дайте означення термінам „ізотопи”, „ізобари”.
3. Як визначається енергія зв'язку ядра?
4. Поясніть походження всіх компонентів напівемпіричної формули Вайцзеккера.
5. Чому легкі і важкі елементи мають низькі енергії зв'язку у порівнянні з елементами з середнім числом нуклонів?
6. В чому полягає метод визначення спіну ядра за допомогою надтонкої структури
7. Як за допомогою методу Рабі визначити спін і магнітний момент ядра?
8. Чому в ядрах відсутній дипольний момент
9. За рахунок чого виникає квадрупольний момент ядра?
10. В чому полягає краплинна модель ядра?
11. Які експериментальні результати лягли в основу оболонкової моделі?
12. Які властивості притаманні „магічним ядрам”?
13. Які властивості ядер пояснюються за допомогою краплинної моделі, а які - оболонкової?

2. РАДІОАКТИВНІСТЬ

2.1. ВІДКРИТТЯ РАДІОАКТИВНОСТІ

Радіоактивністю називається спонтанне перетворення нестійких ізотопів одного хімічного елемента в ізотопи іншого елемента, що супроводжується випусканням елементарних частинок або ядер (наприклад, ядра ${}^4_2\text{He}$). Радіоактивність, що спостерігається в існуючих у природних умовах ядер, називають *природною*, а радіоактивність ядер, що були отримані в результаті ядерних реакцій, - *штучною* радіоактивністю. Принципової різниці між природною і штучною радіоактивністю не існує, тому що властивості того або іншого ізотопу не залежать від засобу його утворення, не залежать від цього і закони його радіоактивного розпаду. Необхідною умовою можливості радіоактивного розпаду є його енергетична вигідність - маса радіоактивного ядра повинна перевищувати суму мас кінцевого ядра і частинок, що вилітають при розпаді.

Ми вже бачили (рис.1.1), що ядра з великим числом нуклонів менш стійкі, ніж ядра з середнім значенням A . Тому більшість природно-радіоактивних ядер у періодичній системі елементів знаходиться за свинцем. Штучним шляхом можуть бути отримані радіоактивні ізотопи як з великим, так і з малим значенням A .

Вперше радіоактивність була виявлена А. Бекерелем у 1896 р. Історія відкриття радіоактивності дуже повчальна. Незадовго до цього були відкриті рентгенівські промені, і Бекерель вивчав зв'язок флюоресценції з рентгенівським випромінюванням. Спроможні флуоресціювати солі урану поміщалися на фотоплатівку, загорнену в чорний папір, і ставилися на сонячне світло. Під дією сонячних променів уран флуоресціює. Якщо до складу спектру флюоресценції входять рентгенівські промені, то, проходячи через чорний папір, вони будуть викликати почорніння платівки. Декілька днів не було сонця, і платівки з ураном пролежали в темному ящику. Проте, після проявлення було виявлено сильне почорніння платівок. Таким чином, з'ясу-

валося, що солі урану самі випускають якісь промені.

Дослідження поведінки відкритих А. Бекерелем променів при проходженні їх у магнітному полі показало, що вони складаються з трьох компонент (рис.2.1):

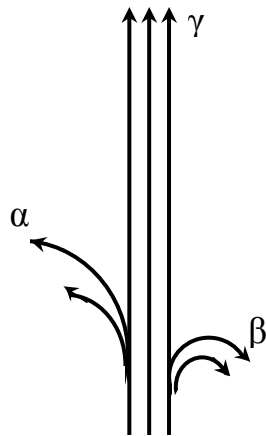


Рис.2.1. Траєкторії α -, β -, и γ -променів у магнітному полі.

α -промені - важкі частинки з малою проникаючою здатністю (пізніше експеримент показав, що це ядра гелію ${}^4_2\text{He}$);

β -промені - легкі частинки з більшою проникаючою здатністю (експеримент показав, що це електрони);

γ -промені, які володіють максимальною проникаючою здатністю, і являють собою жорстке електромагнітне випромінювання, що виникає при переході ядра зі збудженого стану в основний.

Надалі процеси радіоактивного розпаду, при яких з ядра вилітає ядро гелію, або α -частинка, стали називати *α -розпадом*; процеси, при яких випускаються електрони, - *β -розпадом*. Відповідно з цим ядра, що випускають частинки, - α -активними або β -активними ядрами.

Крім того, було показано, що існують і інші типи радіоактивності: *протонна, двупротонна і спонтанний поділ ядер*.

2.2.ЗАКОНИ РАДІОАКТИВНОГО РОЗПАДУ. ЗМІНА ЧИСЛА РАДІОАКТИВНИХ ЯДЕР У ЧАСІ

Радіоактивні сімейства. Е. Резерфорд і Ф. Содді в 1911р. при узагальненні експериментальних результатів показали, що атоми деяких елементів відчують послідовні перетворення, створюють радіоактивні сімейства, де кожний член виникає з попереднього і, в свою чергу, утворює наступний. В теперішній час існує три радіоактивних сімейства *урану* ${}^{238}_{92}\text{U}$, *торію* ${}^{232}_{90}\text{Th}$, *актинію* ${}^{235}_{89}\text{Ac}$. Крім того, існує сімейство *нептунію* ${}^{237}_{93}\text{Np}$, яке

актинію $^{235}_{89}\text{Ac}$. Крім того, існує сімейство **нептунію** $^{237}_{93}\text{Np}$, яке отримано штучно.

Утворення радіоактивних сімейств зручно проілюструвати на прикладі утворення радону з радію. Якщо помістити в запаяну ампулу RaCl_2 , то аналіз газу через декілька днів покаже, що в ньому з'являються гелій і радон. Гелій стійкий, тому він накопичується, радон же сам розпадається. Крива 1 на рис.2.2 характеризує закон розпаду радону за відсутності радію.

При цьому на осі ординат відкладене відношення числа ядер радону, що не розпалися, N , до їх початкового числа N_0 . Очевидно, що зменшення концентрації Rn йде по експоненційному закону. Крива 2 характеризує зміну числа радіоактивних ядер радону за присутності радію.

Закони радіоактивного розпаду і його характеристики. Експерименти, які проводилися з радіоактивними речовинами, показали, що ніякі зовнішні умови (нагрівання до високих температур, магнітні й електричні поля, великі тиски) не можуть вплинути на характер і швидкість розпаду.

Радіоактивність є властивістю атомного ядра і для даного типу ядер, що знаходяться у визначеному енергетичному стані, ймовірність радіоактивного розпаду за одиницю часу стала.

Оскільки процес розпаду спонтанний, то зміна ΔN , числа ядер N через розпад за проміжок часу Δt , визначається тільки кількістю радіоактивних ядер N в момент t і пропорційно проміжку часу Δt :

$$-\Delta N = \lambda N \Delta t \quad (2.1)$$

де λ - стала, що характеризує швидкість розпаду. Виконуючи інтегрування (2.1), і враховуючи те, що при $t=0$, $N=N_0$, отримаємо

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (2.2)$$

тобто *число ядер зменшується за експоненціальним законом.*

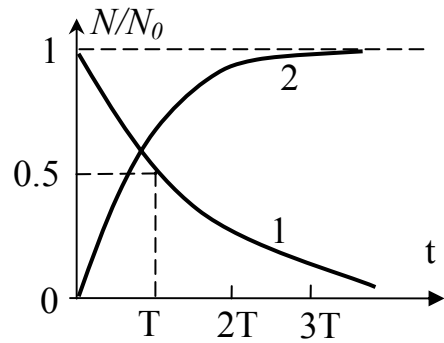


Рис.2.2. Залежність числа активних ядер радону від часу: 1- за відсутності радію; 2 - зміна числа радіоактивних ядер радону в присутності радію.

Цей закон відноситься до статистичних середніх величин і справедливий лише при достатньо великій кількості частинок. Величина λ називається *ста-
лою радіоактивного розпаду*, має розмірність $[\text{с}^{-1}]$ і характеризує ймовір-
ність розпаду одного атома за одну секунду.

Для характеристики радіоактивних елементів вводиться також поняття *періоду піврозпаду* T , що дорівнює часу, протягом якого розпадається поло-
вина наявного числа атомів.

Підставляючи умову $N(T)=N_0/2$ в рівняння (2.2), отримаємо

$$\frac{1}{2}N_0 = N_0 e^{-\lambda T} \quad (2.3)$$

звідки, логарифмуючи, знайдемо, що

$$\lambda T = \ln 2 = 0,692, \quad (2.4)$$

і період піврозпаду

$$T = \frac{0,692}{\lambda} \quad (2.5)$$

При експоненційному законі радіоактивного розпаду в будь-який момент часу t є відмінна від нуля ймовірність знайти ядра, що не розпалися. Час жит-
тя цих ядер перевищує t . Навпаки, інші ядра, що розпалися до цього часу,
прожили різний час, менший t . *Середній час життя* для даного радіоактив-
ного ізотопу визначається так:

$$\tau = \frac{\int_0^{\infty} t N(t) dt}{\int_0^{\infty} N(t) dt} = \frac{\int_0^{\infty} t e^{-\lambda t} dt}{\int_0^{\infty} e^{-\lambda t} dt} \quad (2.6)$$

Визначивши λt через x , отримаємо

$$\frac{\frac{1}{\lambda^2} \int_0^{\infty} t N(t) dt}{\frac{1}{\lambda} \int_0^{\infty} N(t) dt} = \frac{\frac{1}{\lambda} \int_0^{\infty} x e^{-x} dx}{\int_0^{\infty} e^{-x} dx} = \frac{1}{\lambda} \frac{-x e^{-x} /_0^{\infty} + \int_0^{\infty} e^{-x} dx}{e^{-x} /_0^{\infty}} = \frac{1}{\lambda} \quad (2.7)$$

звідки

$$\tau = 1/\lambda \quad (2.8)$$

Отже, середній час життя τ радіоактивного ядра дорівнює оберненій величині від сталої розпаду λ . За час τ початкове число ядер зменшується в e разів.

Для опрацювання експериментальних результатів зручно записати рівняння (2.8) в іншій формі:

$$\frac{dN}{dt} = -\lambda N = -\frac{0,692 N}{T} \quad (2.9)$$

Величину $A = -dN/dt = \lambda N$ називають *активністю* даного радіоактивного препарату, вона визначає число розпадів за секунду. Активність є характеристикою всієї речовини, що розпадається, а не окремого ядра. Практичною одиницею активності є *Кюрі*: 1Кюрі (Ки) дорівнює числу ядер, що розпалися в 1г радію за 1с ($3,7 \cdot 10^{10}$ розп/с = $3,7 \cdot 10^{10}$ с⁻¹). Використовуються і більш дрібні одиниці - милікюрі (10^{-3} Ки) і мікрокюрі (10^{-6} Ки).

При визначенні сталої розпаду λ радіоактивного елемента експеримент зводиться до реєстрація числа частинок, що вилітають з препарату за одиницю часу, тобто визначається його активність ($-dN/dt$). Потім будується графік зміни активності з часом, зазвичай в напівлогарифмічному масштабі. Якщо при розпаді елемента утворюються стабільні ядра, то графік цієї залежності має вид прямої, тангенс кута нахилу якої $tg\varphi = \lambda$.

Статистичний характер радіоактивного розпаду. Радіоактивний розпад - явище принципово статистичне. Ми не можемо сказати, коли саме розпадеться дане ядро, а можемо лише зазначити, з якою ймовірністю воно розпадеться за той або інший проміжок часу.

Радіоактивні ядра не „старіють” у процесі свого існування. До них узагалі не застосовується поняття віку, а можна лише говорити про середній час їх життя.

З статистичного характеру закону радіоактивного розпаду випливає, що він виконується строго, коли N_0 велико, а при невеличких N_0 мають спостерігатися флуктуації. Число ядер, що розпадаються, в одиницю часу, повинні флуктувати навколо середнього значення, що характеризується приведеним

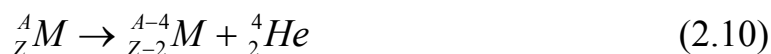
вище законом.

Це підтверджується експериментальними вимірюваннями числа α -частинок, що випускаються радіоактивною речовиною в одиницю часу.

Флуктуації підпорядковуються закону Пуассона. При проведенні вимірювань з радіоактивними препаратами треба завжди це враховувати і визначати статистичну точність експериментальних результатів.

2.3. АЛЬФА-РОЗПАД. ОСНОВНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ α -РОЗПАДУ

Явище α -розпаду полягає в тому, що ядро спонтанно випускає α -частинку і перетворюється в інше ядро з масовим числом на 4 одиниці меншим, і з атомним номером, меншим на 2 одиниці



Раніше (1.4) було показано, що ядро може спонтанно розділитися на дві частини, якщо енергія його зв'язку ΔE щодо цих складових частин від'ємна. Або, іншими словами, маса вихідного ядра більше суми мас ядер, що утворюються. Таким чином, енергетична умова можливості спонтанного α -розпаду записується у вигляді

$${}^A_Z M \geq {}^{A-4}_{Z-2} M + {}^4_2 m \quad (2.11)$$

Різниця енергій спокою вихідного ядра і продуктів розпаду дорівнює абсолютній величині енергії зв'язку, і виділяється у вигляді кінетичної енергії α -частинки і ядра віддачі:

$$\Delta E = |\varepsilon| = \left\{ {}^A_Z M - {}^{A-4}_{Z-2} M - {}^4_2 m \right\} c^2 = T_\alpha - T_{\text{я.в.}} \quad (2.12)$$

Причому перша енергія значно більше другої.

Основні особливості α -розпаду були встановлені експериментальним шляхом:

1. У більшості випадків α -частинки, що вилітають при розпаді ядер даного елемента, мають однакові енергії, тобто є *моноенергетичними*. Наприклад, при розпаді ядра ${}^{214}_{84}\text{Po}$ випускають α -частинки з кінетичною енергією $T_\alpha = 7,68 \text{ MeV}$.

2. Деякі ядра випускають декілька типів моноенергетичних α -частинок. Це явище одержало назву *тонкої структури* α -спектрів. Наприклад, $^{226}_{88}\text{Ra}$ випускає α -частинки двох енергій:

$$T_{\alpha 1}=4,88\text{MeV (96\%);}$$

$$T_{\alpha 2}=4,68\text{MeV(4\%).}$$

Відзначено, що α -частинки з найменшою енергією випускаються з меншою інтенсивністю. Якщо для таких ядер побудувати спектр α -випромінювання, відкладаючи по осі абсцис енергію α -частинок, а по осі ординат - кількість α -частинок з заданою енергією, ми одержимо ряд дискретних ліній (рис.2.3). Ширина лінії, що дорівнює $\sim 0,1\text{eV}$, характеризує *ступінь монохроматичності* α -частинок. Дотепер ми припускали, що ядро розпадається з основного стану і нове ядро теж утворюється в основному стані. Відомо, що *основним* є стан, якому відповідає найменша можлива для даного ядра енергія, що обумовлена мінімальною масою спокою ядра. Всі інші енергетичні стани ядра називаються *збудженими*. Багато збуджених станів відрізняються від основного не тільки енергією, але й іншими параметрами - спіном, парністю та ін.

Для характеристики рівнів вводяться позначення: $I_n\pm$, де I відповідає величина повного моменту кількості руху, знак « \pm » - парність; n показує номер енергетичного рівня.

Випускання основної групи α -частинок відповідає енергетичним переходам між основними станами вихідного і кінцевого ядер. Утворення інших моноенергетичних груп α -частинок пояснюється тим, що утворюються в результаті α -розпаду ядра знаходяться в різноманітних збуджених станах. Це призводить до появи тонкої структури α -ліній, причому різниця енергій між групами α -частинок, що випускаються на основний рівень і на збуджені рівні, визначає енергію збудження ядра-продукту (рис.2.4).

Якщо нове ядро знаходиться в збудженому стані, то за α -розпадом повинно піти γ -випромінювання, лінії спектра якого визначаються схемою рівнів ядра-продукту. Як зазначалося раніше, ймовірність розпаду різко зрос-

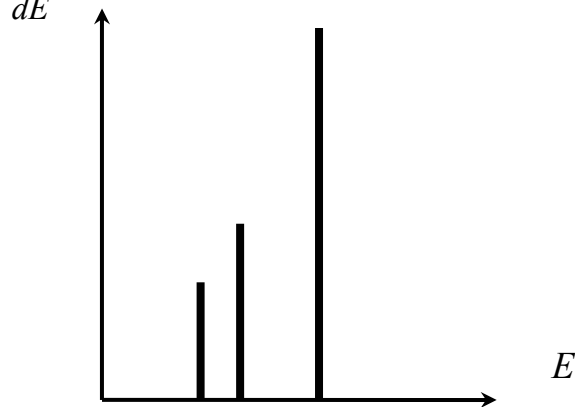


Рис.2.3. Тонка структура α -спектру.

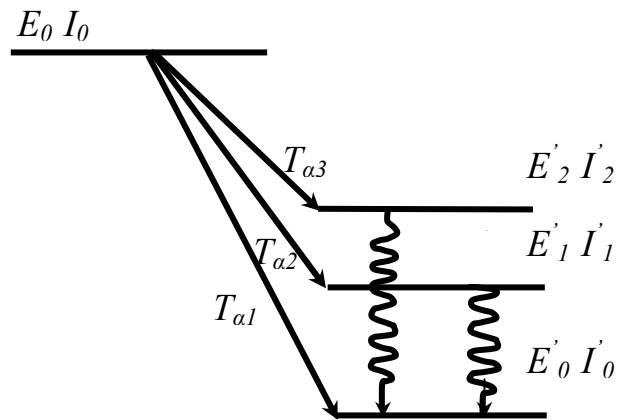


Рис. 2.4. Утворення тонкої структури α -спектру.

ядра-продукту. Як зазначалося раніше, ймовірність розпаду різко зростає при збільшенні енергії α -частинки і зменшується зі збільшенням моменту кількості руху, що уносить α -частинка. Отже, інтенсивність групи α -частинок тонкої структури повинна збільшуватися з їх енергією і зменшуватися зі збільшенням моменту кількості руху, що уносять α -частинки. Тому треба завжди враховувати обидва ці чинники.

Отже, при вивченні тонкої структури α -спектру, можна одержувати інформацію про енергетичні рівні ядра продукту.

3. Енергія α -частинок майже для всіх 2000 відомих α -активних ізотопів

$$4\text{MeV} < T_{\alpha} < 9\text{MeV}.$$

Середнє значення енергії приблизно дорівнює 6MeV.

4. Відомі два випадки α -розпаду, коли поряд з основною групою α -частинок ядра ThC' і RaC' випускають невеличку кількість α -частинок з більшою енергією ($T_{\alpha}=10,5\text{MeV}$). Такі α -частинки називають *довгопробіжними*, оскільки їх пробіг у речовині (R_{α}) зростає зі збільшенням кінетичної енергії за законом $R_{\alpha} \sim T$. Моноенергетичність і дискретність є основними властивостями α -спектрів. Ці властивості використовуються при дослідженнях ене-

кінетичних рівнів ядер.

5.Період піврозпаду радіоактивних ядер змінюється в дуже широких межах

$$3 \cdot 10^{-7} \text{с} < T < 5 \cdot 10^{15} \text{років},$$

тоді як енергії α -частинок, що випускаються, відрізняються друг від друга не більш ніж у 2,5 рази. Наприклад, найбільш повільні α -частинки, що випускаються ядрами Th , мають енергію 4MeВ, а період піврозпаду ядер Th дорівнює $1,4 \cdot 10^{10}$ років. Найшвидші α -частинки вилітають з ядер ThC' з енергією 10,5MeВ, а період піврозпаду ThC' дорівнює $3 \cdot 10^{-7}$ с, тобто в 10^{24} разів менше, ніж у Th .

6. **Закон Гейгера-Нетолла.** Х. Гейгер і Дж. Нетолл знайшли, що для α -радіоактивних елементів усіх трьох радіоактивних сімейств (урану $^{238}_{92}U$, торію $^{232}_{90}Th$, актинію $^{235}_{89}Ac$) існує залежність між сталою розпаду ядра λ та пробігом α -частинок R_α

$$\lg \lambda = A \lg R_\alpha + B \quad (2.13)$$

де A і B - сталі величини. Якщо врахувати, що пробіг залежить від кінетичної енергії, то закон Гейгера-Нетолла можна записати в іншому вигляді:

$$\lg \lambda = A \lg T_\alpha + B. \quad (2.14)$$

На рис.2.5 закон Гейгера-Нетолла зображений графічно для цих трьох сімейств. Ймовірність розпаду, як бачимо, різко збільшується з ростом кінетичної енергії частинок, що вилітають.

Всі ці особливості α -розпаду знаходять своє пояснення в рамках

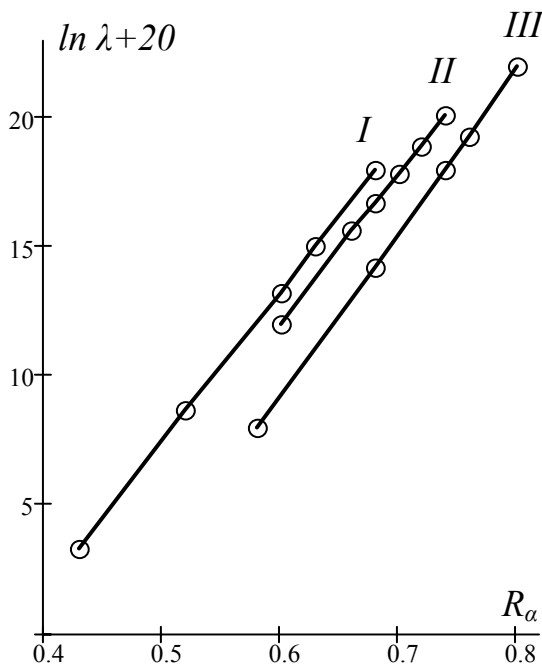


Рис. 2.5. Закон Гейгера—Нетолла для трьох радіоактивних сімейств.

елементарних уявлень про структуру атомних ядер.

2.4. МЕХАНІЗМ α -РОЗПАДУ. ТУНЕЛЬНИЙ ЕФЕКТ

Будемо вважати, що α -частинка існує всередині ядра як ціле утворення і рухається в потенційному полі ядра, що утворюється нуклонами. Залежність потенційної енергії взаємодії α -частинки з ядром, що утворилося в результаті розпаду, від відстані між ними подана на рис.2.6.

Ділянка CD визначається кулонівською взаємодією α -частинки з цим ядром. Крутий спад на ділянці CB обумовлено короткодійними ядерними силами притягнення. Всередині ядра потенційна енергія α -частинок приймається сталою (ділянка AB). Оцінимо розмір кулонівської енергії на межі ядра, тобто визначимо висоту потенційного бар'єра. Припустимо, що розпадається ядро ${}^{235}_{92}\text{U}$. Тоді α -частинка (заряд $2e$) взаємодіє з ядром (заряд $(92-2)e$) на межі ядра з енергією

$$U = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{Z_\alpha(92-2)e^2}{R} = \frac{2 \cdot 90 \cdot (1,6 \cdot 10^{-19})^2}{4 \cdot 3,14 \cdot 8,85 \cdot 10^{-12} \cdot 0,9 \cdot 10^{-14}} \approx 30 \text{ MeV}$$

оскільки радіус ядра $R = r_0 A^{1/3} \approx 0,9 \cdot 10^{-14} \text{ м}$.

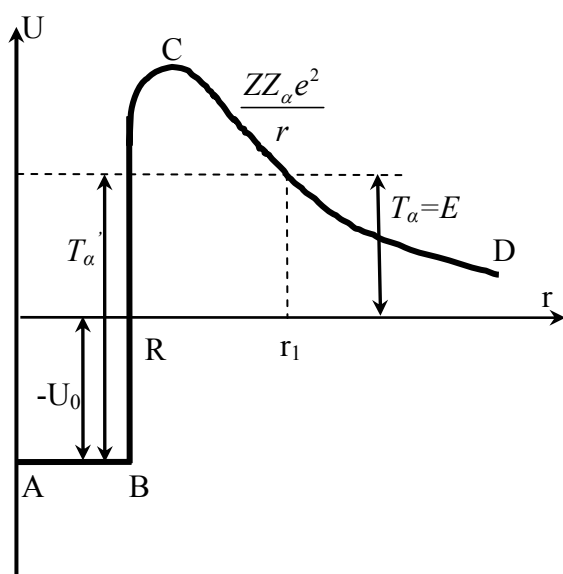


Рис. 2.6. Залежність потенційної енергії взаємодії α -частинки з ядром від відстані між ними

α -частинки, що вилітають з ядер, мають в середньому кінетичні енергії порядку 5 MeV, тобто набагато менше висоти кулонівського бар'єра. Цей факт ніяк не можна пояснити в рамках класичної механіки.

Якщо енергія випущеної α -частинки дорівнює 5 MeV, а потенційна енергія бар'єра дорівнює 30 MeV, то це означає, що кінетична енергія α -частинки, поки вона проходить бар'єр, від'ємна, оскільки

$$E_{\alpha} = T_{\text{кін}} + U_{\text{пот}} \quad (2.15)$$

Згідно принципам класичної механіки, якщо кулька з масою m і швидкістю v має кінетичну енергію, меншу за потенційну енергію, яку вона мала би

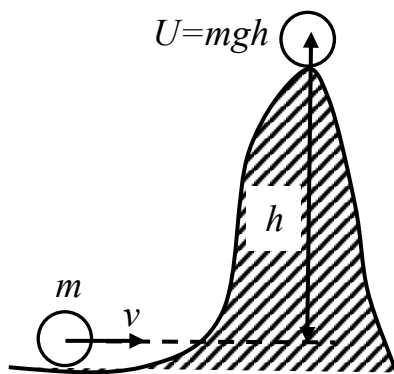


Рис. 2.7.

на вершині бар'єра $\frac{mv^2}{2} < U$, то, наблизившись до бар'єра, вона відіб'ється від нього і поверне назад (рис.2.7).

Інший випадок має місце для частинок, що володіють хвильовими властивостями. Квантова механіка показує, що при будь-якій кінцевій висоті потенційного бар'єра падаюча на нього заряджена

частинка, повна енергія якої позитивна, має хоч і малу, але кінцеву ймовірність „просочитися” крізь бар'єр. Наявність такого чисто квантового ефекту, який називається *тунельним переходом*, лежить в основі α -розпаду.

Проходження частинки крізь потенційний бар'єр. Розглянемо з точки зору квантової теорії проходження частинки крізь потенційний бар'єр. Оскільки точний хід потенційної кривої не дуже істотний для ймовірності α -розпаду, будемо вважати для простоти, що потенційний бар'єр має форму, показану на рис.2.8, тобто

$$\text{при } r < R \quad U = -U_0 = \text{const}; \quad (2.16)$$

$$\text{а при } R < r < R + d \quad U = \frac{2(Z - 2)e^2}{R} \quad (2.17)$$

Стан мікрочастинки в квантовій механіці описується хвильовою функцією $\psi(r)$, квадрат модуля якої характеризує густину ймовірності перебування частинки в даному місці.

У ядрі (при $r < R$) потенційна енергія не залежить від координат, і частинка рухається вільно, а її хвильова функція являє собою *хвилю де-Бройля*

$$\psi = e^{\frac{ipr}{\hbar}} = e^{\frac{i}{\hbar} \sqrt{2mT_{\alpha}} r}, \quad (2.18)$$

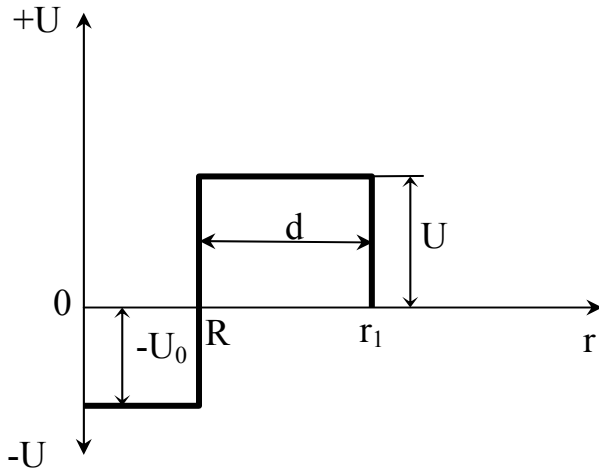


Рис.2.8. К поясненню тунельного ефекту при α -розпаді.

де T_α - кінетична енергія частинки в ядрі, $T_\alpha = U_0 + E$.

При попаданні всередину бар'єра, хвиля швидко згасає. Це можна зрозуміти, якщо врахувати, що тут формально кінетична енергія від'ємна ($E < U$), а імпульс

$$p = \sqrt{2mT_\alpha} \quad \text{стає уявним}$$

$$p = i\sqrt{2m(U - E)}.$$

Оскільки ми припустили, що бар'єр прямокутний, тобто U стає, то значення функції ψ в інтервалі $R < r < R + d$ може бути

записано у вигляді

$$\psi = e^{-\frac{1}{\hbar}\sqrt{2m(U-E)}r} \quad (2.19)$$

Поза бар'єром при $r > R + d$ хвильова функція буде мати той же вигляд

$$\psi = e^{\frac{ipr}{\hbar}}, \quad \text{що й у ядрі, але з } p = \sqrt{2mE}$$

Ймовірність просочування частинки крізь бар'єр визначається, як відношення ймовірності перебування частинки за бар'єром на відстані $r = R + d$ до ймовірності перебування частинки всередині бар'єра, тобто на відстані R від центру ядра:

$$\frac{|\psi(R + d)|^2}{|\psi(R)|^2} = e^{-\frac{2}{\hbar}\sqrt{2m(U-E)}r} = D \quad (2.20)$$

Це відношення називають *коефіцієнтом проникності бар'єра*, або просто *прозорістю*. Прозорість характеризує ймовірність проходження частинки крізь потенційний бар'єр.

Отриманий результат легко узагальнюється на бар'єр довільної форми, що розбивається на ряд прямокутних бар'єрів товщиною Δr і висотою U . У цьому

випадку ймовірність проходження частинки через весь бар'єр дорівнює добутку коефіцієнтів прозорості кожного з n шарів.

$$D = D_1 \cdot D_2 \dots D_n = e^{-\frac{2\Delta r}{\hbar} \sqrt{2m(U_1-E)}} \cdot e^{-\frac{2\Delta r}{\hbar} \sqrt{2m(U_2-E)}} \dots = e^{-\frac{2\Delta r}{\hbar} \sum_{k=1}^n \sqrt{2m(U_k-E)}} \quad (2.21)$$

коли Δr наближається до 0

$$D = e^{-\frac{2}{\hbar} \int_R^r \sqrt{2m(U-E)} dr} \quad (2.22)$$

де R - радіус ядра, а $r_1 = \frac{2(Z-2)e^2}{U(r_1)}$ (рис.2.6)

Границями інтегрування служать межа бар'єра або межа тієї області, де кінетична енергія від'ємна.

α -частинка, що має швидкість v , в ядрі радіуса R у середньому $v/2R$ разів в секунду підходить до межі ядра. При кожному підході ймовірність пройти крізь потенційний бар'єр і вийти з ядра дорівнює D . Тому стала розпаду λ (ймовірність розпаду в одиницю часу)

$$\lambda = \frac{1}{\tau} = \frac{v}{2R} D = \frac{v}{2R} e^{-\frac{2}{\hbar} \int_R^r \sqrt{2m(U-E)} dr} \quad (2.23)$$

Виконуючи інтегрування по r для кулонівського бар'єра, можна одержати залежність сталої розпаду від енергії α -частинки, що експериментально була знайдена Х. Гейгером і Дж. Нетолом.

Користуючись співвідношенням (2.23), можна достатньо точно визначати розміри ядер. При виведенні формули для прозорості потенційного бар'єра потрібно враховувати два чинники:

1. Раніше передбачалося, що α -частинка існує в ядрі у вигляді самостійної частинки. Проте існує велика ймовірність, що α -частинка утвориться в момент вильоту з ядра і тому необхідно додатково враховувати ймовірність утворення α -частинки в ядрі. (Фактично в ядрі існує деяка динамічна рівновага, при якій α -частинки неперервно створюються і розпадаються.)

2. Слід також враховувати ймовірність вильоту α -частинки з кутовим моментом l , відмінним від нуля. Такий випадок має місце, коли при α -розпаді

ядро переходить у стан зі зміненим кутовим моментом l . Тоді різниця кутових моментів уноситься α -частинкою. Теоретичний розгляд призводить до висновку, що в цьому випадку ймовірність вильоту зменшується в $(R/\lambda)^{2l}$ раз. Відбувається це завдяки ефективному збільшенню потенційного бар'єра через появу крім кулонівського відцентрового бар'єра.

Неврахування цих двох чинників, а також деяких інших більш тонких ефектів призводить до того, що для деяких ядер значення сталої розпаду λ , отримані на основі елементарної теорії α -розпаду, виявляються на декілька порядків більше величин, знайдених з експериментів. α -переходи, що мають $\lambda_{теор}$ набагато більше $\lambda_{експ}$, називаються *забороненими*, а співвідношення $F = T_{експ}/T_{теор}$ - коефіцієнтом заборони (T – період піврозпаду).

Наявність заборонених переходів призводить до порушення закону монотонного зростання сталої розпаду зі збільшенням енергії частинок, що випливає з формули (2.11). *Забороненими* називаються переходи, ймовірність яких значно менше ймовірності дозволених переходів через існування різноманітних правил добору.

2.5. β -РОЗПАД

Бета-розпадом називається процес перетворення стабільного ядра в ізобару-ядро з зарядом, відмінним від вихідного на $\Delta Z = \pm 1$, що супроводжується випусканням електрона (позитрона) або захопленням електрона з оболонки атома. Одночасно ядро випускає нейтрино або антинейтрино.

Періоди піврозпаду β -активних ядер лежать у межах від 10^{-2} с до 10^{18} років. Якщо α -розпад спостерігається винятково у важких ядер, то β -розпад властивий ядрам як з малими, так і з великими значеннями масового числа A .

Види β -розпаду. Відомі три види β -розпаду.

1. *Електронний розпад або β^- -розпад*, при якому з ядра вилітає електрон і антинейтрино ($\bar{\nu}$) і утворюється ядро з тим же масовим числом, але з збільшеним на одиницю атомним номером ($\Delta Z = +1$):

$${}_Z^A M \rightarrow {}_{Z+1}^A M + e^- + \tilde{\nu} \quad (2.24).$$

Найпростішим прикладом β^- -розпаду є розпад вільного нейтрона за схемою

$$n \rightarrow p + e^- + \tilde{\nu} \quad (2.25)$$

За рахунок цього процесу народжується електрон всередині ядра.

2. *Позитронний* або β^+ -розпад, при якому з ядра вилітають позитрон і нейтрино, а нове ядро має атомний номер на одиницю менше ($\Delta Z = -1$):

$${}_Z^A M \rightarrow {}_{Z-1}^A M + e^+ + \nu \quad (2.26)$$

Розпад вільного протона неможливий енергетично, оскільки його маса менше маси нейтрона. Всередині ядра такий процес може йти за рахунок енергії ядра:

$$p \rightarrow n + e^+ + \nu \quad (2.27)$$

3. *Електронний захват*, при якому ядро захоплює електрони з атомної оболонки і випускає нейтрино:

$$e^- + {}_Z^A M \rightarrow {}_{Z-1}^A M + \nu \quad (2.28)$$

Частіше усього захват відбувається з K -оболонки, і тому процес називається K -захватом, але він можливий і для інших оболонок. При цьому всередині ядра один протон перетворюється в нейтрон:

$$p^+ + e^- \rightarrow n + \nu \quad (2.29)$$

Явище K -захвата супроводжується характеристичним рентгенівським випромінюванням, що виникає при заповненні вільного місця (K , L) електронами, які знаходяться на більш високих рівнях.

При β^\pm -розпаді звільняється енергія, яка дорівнює різниці мас початкового ядра і ядра-продукту разом з масою електрону

$$\Delta E_\beta = ({}_Z^A M - {}_{Z\pm 1}^A M - m_e)c^2 \quad (2.30)$$

Оскільки електрони не входять до складу ядра, вони народжуються в процесі самого розпаду. Якщо α -розпад являє собою прояв чисто ядерних сил, то процеси β -розпаду обумовлені особливими силами, що називаються *слабкими взаємодіями*.

2.6. ЕНЕРГЕТИЧНІ СПЕКТРИ ЕЛЕКТРОНІВ ПРИ β -РОЗПАДІ І РОЛЬ НЕЙТРИНО

Дослідження енергетичного розподілу народжених при β -розпаді електронів показали, що в процесі β -розпаду випускаються електрони енергіями від 0 до $T_{\text{макс}}$, де $T_{\text{макс}}$ приблизно дорівнює різниці мас ядер

$$T_{\text{макс}} = \Delta E_{\beta} \quad (2.31)$$

і називається *верхньою границею β -спектру*.

Типова форма енергетичного β -спектру для дозволених переходів подана на рис.2.9. При визначеній енергії спостерігається максимум інтенсивності, а потім при збільшенні енергії число електронів монотонно зменшується. Середня енергія випускання електронів близька до $1/3$ максимальної енергії і для природних радіоактивних елементів становить $0,25 \div 0,45 \text{ MeV}$.

Гіпотеза нейтрино. Пояснення неперервного характеру енергетичного спектру електронів у свій час було пов'язано з дуже великими труднощами. Здавалося природним очікувати, що, подібно α -розпаду, β -розпад також повинний призводити до випускання моноенергетичних електронів, енергія

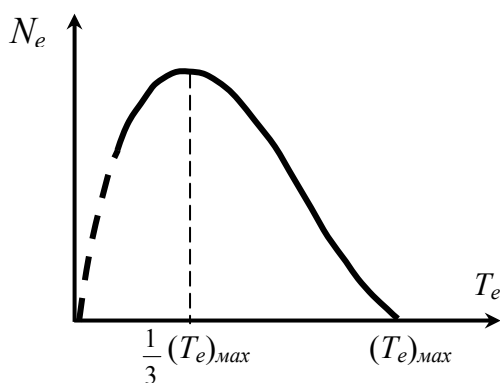


Рис. 2.9. Енергетичний спектр електронів при β -розпаді

яких повинна визначатися різницею мас вихідного і кінцевого ядер.

Якщо не припускати, що поряд з електроном вилітає ще одна частинка, що відносить частину енергії, прийшлося б визнати, що при β -розпаді не виконується закон зберігання енергії. Ідея про те, що при β -розпаді завжди утворюється ядро в збудженому стані і тому практично спо-

стерігається неперервний спектр, також не допомагала, тому що тоді γ -спектр, що супроводжує β -розпад, теж повинний був мати неперервний характер. Але спектр γ -променів дискретний. Крім того, іноді β -розпад не супроводжується взагалі γ -випромінюванням, тобто розпад йде з основного стану вихідного ядра в основний стан ядра-продукту.

Не вдавалося також узгодити β -розпад з законом зберігання моменту кількості руху без припущення про виліт другої частинки. Якби, наприклад, нейтрон розпадався тільки на протон і електрон:

$$n \rightarrow p + e^-, \quad (2.32)$$

то, оскільки спіни всіх частинок рівні $\frac{1}{2}$, сума спінів справа дорівнює цілому числу, а зліва - половині, тобто такий тип розпаду суперечив би закону зберігання моменту кількості руху.

Ця невідповідність з законами зберігання енергії і спіну розв'язується гіпотезою В. Паулі, який у 1931 г. припустив, що при β -розпаді вилітає ще одна частинка – нейтральна, - з масою, близькою до нуля, зі спіном $1/2$. Е. Фермі назвав її нейтрино (*нейтрино (італ.) - "нейтрончик"*). Ця частинка позначається символом ν . Згодом частинку, що вилітає при β -розпаді нейтрона, стали розглядати як *антинейтрино* - $\bar{\nu}$. Відповідно до цієї гіпотези, енергія ΔE , що звільняється в кожному акті розпаду, по різному розподіляється між електроном і нейтрино.

Таким чином, якщо реакція розпаду нейтрона йде у вигляді

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu} \quad (2.33)$$

то виконується і закон зберігання енергії і закон зберігання моменту кількості руху.

Завдяки відсутності електричного заряду і слабості взаємодії з речовиною нейтрино вважався невловимим, і перші дані, що підтверджували його існування, носили непрямий характер. Тільки в 1955-1956 році вдалося довести існування цих частинок в електронному стані.

2.7. γ -ВИПРОМІНЮВАННЯ ЯДЕР

Вище вже говорилося, що γ -випромінювання ядер виникає при переході ядра зі збудженого стану в основний. Як відомо, γ -промені являють собою електромагнітне випромінювання з довжиною хвилі, меншою, ніж у рентгєнівських променів. Енергія γ -квантів

$$E_\gamma = h\nu = \hbar\omega \quad (2.34)$$

імпульс

$$\vec{p}_\gamma = \hbar \vec{k}, \quad (2.35)$$

де хвильовий вектор \vec{k} можна виразити як

$$|\vec{k}| = \frac{2\pi}{\lambda}, \quad (2.36)$$

а довжину хвилі

$$\lambda = \frac{c}{\nu} = \frac{hc}{E_\gamma} \quad (2.37)$$

Враховуючи це,

$$|\vec{p}_\gamma| = \frac{h\nu}{c} \quad (2.38)$$

При енергії кванта $E_\gamma = 1 \text{ MeV}$ довжина хвилі приблизно дорівнює 10^{-12} м . Для порівняння зазначимо, що енергія кванта видимого світла становить близько 1 eV .

Збуджені ядра можуть бути отримані декількома шляхами

- 1) В результаті бомбування їх зарядженими або нейтральними частинками;
- 2) в результаті поглинання ядром фотона;
- 3) В результаті α - або β -переходів, коли нове ядро утворюється в збудженому стані.

Спектр γ -променів завжди дискретний, що дозволяє говорити про дискретність ядерних рівнів. Переважно енергія збудження ядра недостатня для випускання нуклона, тому енергія збудження знімається випусканням γ -квантів. Але і тоді, коли енергія збудження достатня для вильоту нуклона, часто відбувається γ -перехід, тому що заборони по парності або моменту кількості руху призводять до малої ймовірності вильоту з ядра нуклона або інших частинок.

Після α -розпаду, як правило, випускаються γ -промені з енергією не вище $0,5 \text{ MeV}$. Енергія γ -променів, що випускаються збудженим ядром після β -розпаду, може бути більшою і досягати $2-2,5 \text{ MeV}$.

Виникнення γ -випромінювання. Розглянемо виникнення γ -випромінювання на прикладі розпаду $^{24}_{11}\text{Na}$ (рис.2.10). Основний рівень $^{24}_{11}\text{Na}$

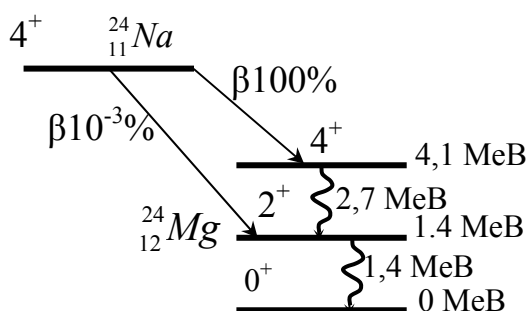


Рис. 2.10. Схема розпаду ^{24}Na

характеризується значенням спіну 4 і позитивною парністю 4^+ . Основний рівень $^{24}_{12}\text{Mg}$ має характеристику 0^+ . Розпад з переходом на цей рівень потребує великої зміни моменту і практично не йде. Перший збуджений

рівень характеризується 2^+ ; і хоча β -розпад на нього теж заборонений, але ця заборона не дуже сильна, і перехід проходить з дуже малою ймовірністю. Другий збуджений рівень Mg є рівень 4^+ . Тому практично весь розпад йде з переходом на цей рівень: Потім $^{24}_{12}\text{Mg}$ переходить в основний стан, випускає при цьому два γ -кванта з енергіями 2,7 і 1,4 МеВ. Скляна ампула з $^{24}_{11}\text{Na}$ буде бути джерелом γ -променів, оскільки електрони розпаду Na будуть затримуватися склом, а γ -промені Mg пройдуть.

γ -випромінювання також має статистичний характер, тобто для кожного ядра існує визначена ймовірність W випромінювання γ -кванта; ця ймовірність визначається „часом висвічування” $W \sim 1/\tau_\gamma$, де τ_γ має фізичний зміст середнього часу перебування ядра в збудженому стані до випромінювання їм γ -кванта (зазвичай $\tau_\gamma \sim 10^{-13}\text{с}$).

2.8. ВНУТРІШНЯ КОНВЕРСІЯ ЕЛЕКТРОНІВ

Ядро може звільнитися від надлишку енергії не тільки шляхом випромінювання. У важких ядер спостерігається процес випускання електронів внутрішньої конверсії. У цьому процесі енергія збудження ядра безпосередньо передається орбітальному електрону, в результаті чого він одержує можливість покинути атом. Кінетична енергія вирваного електрона буде на величи-

ну енергії зв'язку електрона у відповідній оболонці менше енергії γ -кванта. Тому при такому механізмі розпаду спостерігають моноенергетичні електрони (рис.2.11).

З найбільшою ймовірністю процес внутрішньої конверсії йде на K -оболонці. Коли енергія збудження ядра менше енергії зв'язку K -електрона, спостерігається конверсія на L -електронах.

Конверсійні електрони спостерігаються в першу чергу тоді, коли правила добору забороняють випромінювання γ -кванта і його випускання практично неможливо. Отже, не можна вважати, що квант спочатку вилітає з ядра, а потім поглинається атомом і вибиває електрон з оболонки (внутрішній фото-ефект).

Після того як виліт електрона з атома відбувся, електронна орбіта залишається незайнятою, внаслідок чого виникає характеристичне рентгенівське випромінювання, що іноді супроводжується випусканням електронів Оже. Перехід електрона на K -оболонку з менш зв'язаної оболонки може відбуватися без випускання рентгенівського кванта. Звільнена енергія передається електрону зовнішньої оболонки, і він може вилітати з атома. Такий електрон називається електроном Оже.

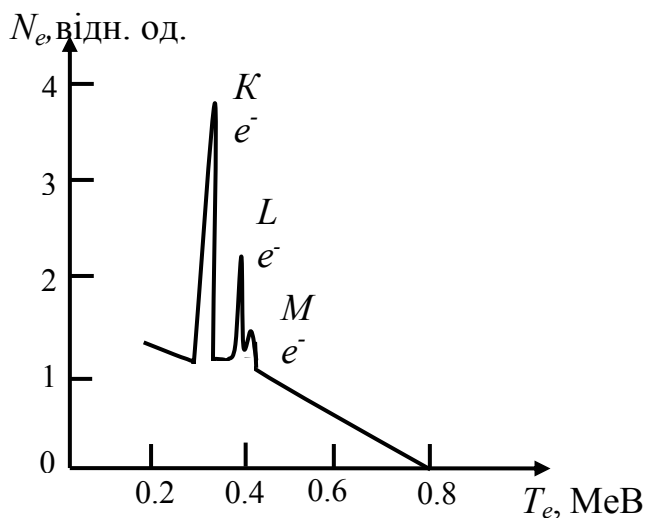


Рис.2.11. Енергетичний спектр електронів внутрішньої конверсії

вається електроном Оже.

На рис.2.11 приведено β -спектр з максимумами, що відповідають конверсійним електронам.

Як було зазначено раніше, конверсійне випромінювання може спостерігатися разом з γ -випромінюванням або без нього.

Відношення між числом електронів, що вилітають, і

випромінених фотонів називається коефіцієнтом внутрішньої конверсії

$$\alpha = N_e / N_\gamma \quad (2.39)$$

Використовуються також парціальні коефіцієнти для відповідних оболонок

$$\alpha_K = N_K/N_\gamma; \alpha_L = N_L/N_\gamma \quad (2.40)$$

Повний коефіцієнт внутрішньої конверсії визначається із співвідношення

$$\alpha = \alpha_K + \alpha_L + \dots = N_e/N_\gamma \quad (2.41)$$

Коефіцієнт конверсії сильно залежить від енергії переходу: він зменшується з ростом ΔE і зростає зі збільшенням Z . Таким чином, найбільше значення внутрішня конверсія має для важких ядер. Величина коефіцієнта внутрішньої конверсії також сильно залежить від ступеня заборони γ -випромінювання. По енергії конверсійних електронів можна визначати енергії ядерних рівнів.

2.9. ЯДЕРНА ІЗОМЕРІЯ

Було виявлено, що існують ядра з однаковими значеннями чисел A і Z , але з різноманітними періодами піврозпаду. Такі ядра одержали назву *ізомерів*.

Дослідження явища ядерної ізомерії проводилось у штучно радіоактивних ядер Br , що були отримані в результаті опромінення природної суміші стабільних ізотопів $^{79}_{35}Br$ і $^{81}_{35}Br$ повільними нейтронами. При цьому утворюються два радіоактивних ізотопи бромів, хімічно невіддільні друг від друга:



Надзвичайним результатом цих досліджень є виявлення у $^{80}_{35}Br$ і $^{82}_{35}Br$ не двох, а трьох різноманітних періодів піврозпаду:

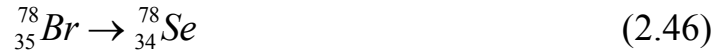


$$T_3 = 34 \text{ годин}$$

Очевидно, що один з ізотопів розпадається двояким чином. Експеримент

було змінено і Br піддавався опроміненню не нейтронами, а γ -променями, що викликали так званий ядерний фотоэффект (${}^{79}_{35}Br + \gamma \rightarrow {}^{78}_{35}Br + n$; ${}^{81}_{35}Br + \gamma \rightarrow {}^{80}_{35}Br + n$).

Утворені ізотопи бромів також є β -активними і розпадаються за схемою:



Дослідження показали, що у цьому випадку спостерігається також не два, а три періоди піврозпаду:

$$T1=18\text{хвилин};$$

$$T2=4,4\text{години};$$

$$T3=6,4\text{хвилини}.$$

Зіставлення процесів показало, що саме з ізотопом ${}^{80}_{35}Br$, який утворюється в обох випадках, пов'язані два періоди піврозпаду: $T1=18\text{хвилин}$ і $T2=4,4\text{години}$, які також зустрічаються в обох серіях досліджень. Потрібно було тепер пояснити існування в того самого ізотопу двох різних періодів піврозпаду.

В подальших дослідженнях було показано, що ізомерія Br пов'язана з наявністю в цього ядра метастабільного стану, тобто такого збудженого стану, ймовірність переходу з якого в основний стан мала. Щоб усвідомити це, розглянемо більш докладно схему розпаду ядра Br (рис.2.12). В результаті попередньої ядерної реакції ядро ${}^{80}_{35}Br$ утворюється в сильно збудженому стані. Зняття збудження відбувається двома шляхами.

1. Ядро за проміжок часу 10^{-13}с за допомогою γ -переходу переходить в основний стан, з якого вже відбувається випускання β^- частинок з $T_1=18\text{хвилин}$.

2. Ядро переходить на метастабільний рівень, подальший перехід з якого на основний заборонений правилами добору. В результаті ядро „застряє” на метастабільному рівні з тривалістю життя 4,4години; перехід з метастабільного в основний стан супроводжується як γ -випромінюванням, так і внутрі-

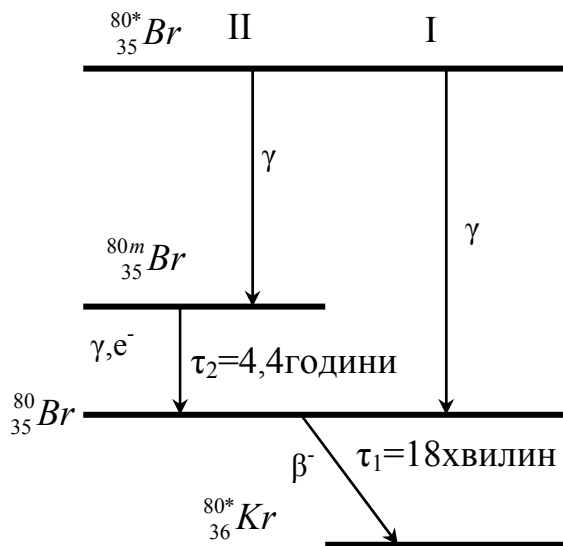


Рис. 2.12. Схема розпаду $^{80*}_{35}\text{Br}$.

шньою конверсією електронів. Надалі перехід з основного рівня знову відбувається за допомогою β -розпаду з утворенням $^{80}_{36}\text{Kr}$.

Таким чином, ми спостерігаємо, той самий спектр β -частинок, що утворюється при переході з основного рівня $^{80}_{35}\text{Br}$ на основний рівень $^{80}_{36}\text{Kr}$

з єдиним періодом піврозпаду $T_1=18$ хвилин, але через затримку переходів всередині ядра бромів виникає ефект, що призводить якби до двох періодів піврозпаду.

Ядерна ізомерія не є рідкісним явищем серед ядерних перетворень. В теперішній час відомо більш ніж 100 ізомерів.

2.10.ЕФЕКТ МЕССБАУЕРА

Ядерне резонансне поглинання γ -квантів. З курсу оптики відомо явище, що називають *резонансним поглинанням*, або *резонансною флюоресценцією*. Полягає воно в тому, що атоми з великою ймовірністю поглинають фотони, енергія яких у точності відповідає різниці енергій між нормальним і одним зі збуджених рівнів атома. Після поглинання атом переходить у збуджений стан і після закінчення часу життя в цьому стані τ ($\tau \approx 10^{-7} \div 10^{-8}$ с) знову випускає фотон тієї ж частоти. При цьому виконується умова Бора:

$$h\nu = E_2 - E_1 \quad (2.48)$$

Таке ж явище резонансного поглинання повинно спостерігатися у ядер. Ядра також мають квантовані рівні енергії і при переході з одного стану в інший випускають γ -промені.

Якщо енергія цих променів буде збігатися з різницею енергій рівнів ядер

тої ж речовини, що буде використовуватися в якості поглинача, то ці ядра з великою ймовірністю будуть поглинати γ -промені, а потім через малий час знову їх випромінювати.

Проте спроби здійснити ядерне резонансне поглинання γ -квантів довго не призводили до успіху. Це пов'язано з тим, що при вильоті фотона ядро одержує імпульс відбою p , що дорівнює по абсолютній величині імпульсу фотона. Відповідно ядро набуває кінетичної енергії $\frac{p^2}{2M}$, де M - маса ядра. Тому енергія cp випущеного фотона не точно дорівнює енергії переходу (тобто різниці рівнів ядра), а пов'язана з ній співвідношенням

$$E = cp + \frac{p^2}{2M}, \quad (2.49)$$

враховуючи те, що енергія переходу ділиться між фотоном і ядром відбою, з (2.49) очевидно, що енергія відбою ΔE з великою точністю визначається формулою

$$\Delta E = \frac{p^2}{2M} = \frac{E^2}{2Mc^2} \quad (2.50)$$

Резонансне поглинання може мати місце тільки тоді, коли енергія відбою менше ширини лінії Γ :

$$\Delta E < \Gamma \quad (2.51)$$

Для звичайної оптичної резонансної флюоресценції ця умова прекрасно виконується. Але для ядерного випромінювання умова (2.51) порушується через той факт, що ΔE квадратично зростає з енергією кванта, а енергії ядерних γ -квантів на декілька порядків більше енергії оптичних фотонів. Наприклад, перший збуджений рівень ізотопу заліза $^{57}_{26}\text{Fe}$ має енергію 14 кеВ, а час його життя τ має порядок 10^{-7} с, так що ширина рівня

$$\Gamma = \frac{\hbar}{\tau} = 10^{-8} \text{ еВ}$$

Енергія ж відбою при випромінюванні з цього рівня дорівнює, відповідно до (2.50)

$$\Delta E \approx 10^{-3} \text{ eV},$$

тобто на п'ять порядків більше ширини рівня. Ніяке резонансне поглинання в таких умовах неможливо. І дійсно, на вільних ядрах резонансне поглинання не відбувається. За законами класичної механіки при переході від вільних ядер до твердого тіла (кристала) - ситуація не зміниться. Під впливом сил кристалічних зв'язків ефект відбою пом'якшиться, але далеко не настільки, щоб зробити можливим резонанс. Проте, амплітуда віддачі настільки мала, що необхідно не класичний, а квантовий розгляд. Основна ідея Р. Мессбауера полягала в тому, що в квантовій механіці ефект кристалічного зв'язку визначається не так, як у класичній механіці, а статистичним образом. Вплив кристалічної ґратки малий в середньому. У більшості випадків ядра відчують повний відбій, а в невеличкому відсотку випадків йдуть переходи без відбою, у яких імпульс фотона приймає на себе не окреме ядро, а кристал в цілому. При таких переходах без відбою і відбувається резонансне поглинання. Можливість спостереження такого поглинання залежить, насамперед, від того, який відсоток переходів відбувається без відбою. Умови для переходів без відбою тим кращі, чим нижче енергія переходу і чим нижче температура кристала.

Спостереження ефекту Мессбауера. На рис.2.13 зображена схема спостереження ефекту Мессбауера. Джерело 1 резонансного випромінювання рухається з малою постійною швидкістю в напрямку поглинач 2 (або обер-

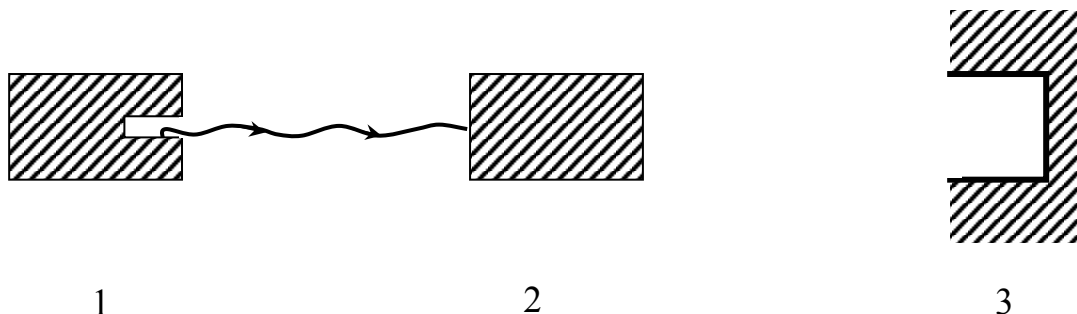


Рис. 2.13. Схема постановки експерименту для спостереження ефекту Мессбауера.

1 – джерело γ -квантів; 2 – поглинач, що може рухатися відносно джерела; 3 – реєстратор γ -квантів.

нено). За поглиначем розташований лічильник 3. Вимірюється залежність швидкості лічби лічильника від швидкості джерела. Якщо швидкість джерела достатньо велика, то лінія випускання зсувається завдяки ефекту Допплера, так, що резонансного поглинання немає. При зменшенні швидкості доплерівський зсув зменшується і лінія випускання починає наближатися до лінії поглинання. Коли ці лінії перетнуться, починається сильне резонансне поглинання. У результаті швидкість лічби різко падає, як це зображено на графіку (рис.2.14). Таким чином, плавно змінюючи швидкість можна виміряти

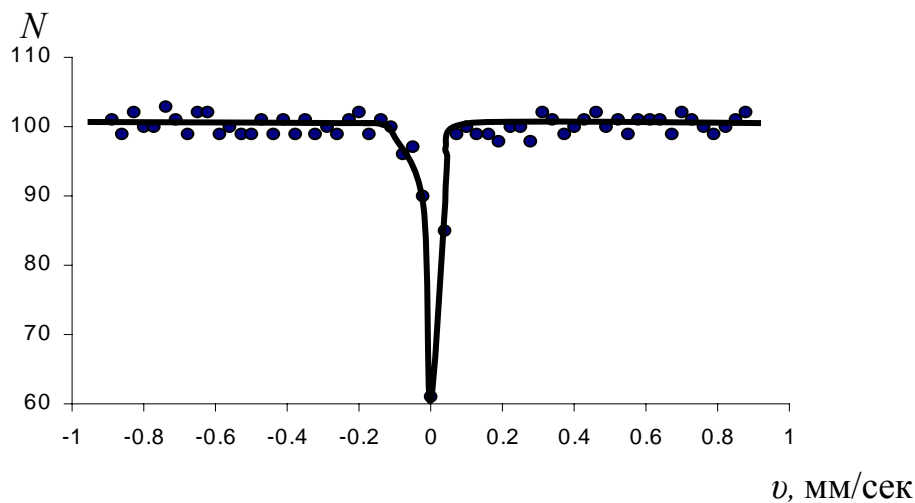


Рис.2.14. Залежність поглинання мессбауерівської лінії від швидкості джерела. Джерело – ядро ^{57}Co ($^{57}\text{Co} \rightarrow ^{57}\text{Fe}$); поглинач – соль $\text{K}_3^{57}\text{Fe}(\text{CN})_6$ при 297 К. По вертикальній осі відкладена інтенсивність випромінювання, що пройшло через поглинач.

положення і ширину мессбауерівської лінії (ліній).

Визначимо, з якою швидкістю повинно рухатися ядро, щоб вийти з резонансу за рахунок ефекту Допплера. Для цього необхідно прирівняти ширині рівня Γ приріст енергії фотона, що виникає при переході до системи координат, яка рухається зі швидкістю v . Цей приріст дорівнює (при малому v)

$$\Delta E = \frac{vE}{c} \quad (2.52)$$

поклавши тепер у (2.52) $\Delta E = \Gamma$, одержимо для швидкості оцінку

$$v = \frac{c\Gamma}{E} \quad (2.53)$$

Величина Γ/E для ядерних рівнів дуже мала. Тому малі значення утворюються і для швидкостей. Наприклад, для аналізованого вище ізотопу $^{57}_{26}\text{Fe}$ швидкість v дорівнює $1,3 \cdot 10^{-5}$ м/с. Ізотопи, що мають менший час життя, мають швидкості порядку сантиметрів за секунду.

Ефект Мессбауера цікавий і унікальний тим, що з його допомогою можна виконувати вимірювання енергії з колосальною відносною точністю (до 15-17 порядків). Така точність дозволила оцінити залежність енергії (частоти) фотона від висоти джерела за рахунок сили ваги.

За допомогою ефекту Мессбауера вдалося виявити вплив процесів, що відбуваються в атомних оболонках на внутрішньоядерні явища. Лінії мессбауерівських спектрів помітно зміщуються і змінюються по ширині при переході від однієї хімічної сполуки до іншої, при зміні структури кристалічної ґратки, при зміні температури, при накладенні механічних напруг та ін. Тому ефект Мессбауера широко застосовується в дослідженнях по фізиці твердого тіла. Наприклад, він виявився незамінним для вивчення фазових переходів другого роду, при яких не змінюється густина, але змінюється структура ґратки.

Контрольні питання та завдання

1. Чим відрізняються природна і штучна радіоактивність?
2. Дайте визначення терміну „час життя” радіоактивних ядер.
3. Який фізичний сенс має стала радіоактивного розпаду? Яка її розмірність?
4. Як експериментально визначити сталу радіоактивного розпаду?
5. В чому полягає статистичний характер радіоактивного розпаду?
6. Які експериментальні особливості має α -розпад?
7. Запишіть рівняння α -розпаду $^{235}_{92}\text{U}$.

8. За яких умов можливе утворення тонкої структури α -спектру?
9. За яким законом ймовірність розпаду залежить від енергії α -частинок?
10. Який фізичний сенс має коефіцієнт проникності бар'єру?
11. Оцініть висоту потенційного бар'єру для $^{235}_{89}\text{Ac}$.
12. Ядро $^{238}_{92}\text{U}$ при випусканні α -частинки з енергією 4,2MeV перетворюється в ядро $^{234}_{90}\text{Th}$. Визначте масу атома $^{234}_{90}\text{Th}$, якщо маса атома $^{238}_{92}\text{U}$ дорівнює 238,1249АОМ, а маса атому гелію 4,0039АОМ.
13. Поясніть, чому енергетичний спектр електронів при β -розпаді має неперервний характер.
14. Запишіть рівняння β^- -розпаду $^{132}_{55}\text{Cs}$.
15. Чому неможливий β -розпад вільного протону?
16. Яку природу має γ -випромінювання і за наявності яких переходів воно виникає?
17. Який зміст має термін „внутрішня конверсія електронів”?
18. В чому полягає ядерна ізомерія?
19. Чому при розгляданні резонансного поглинання γ -квантів ядрами слід застосовувати квантовий розгляд?
20. Наведіть приклади застосування ефекту Мессбауера.
21. Оцініть енергію відбою при випусканні γ -кванта з першого збудженого рівня $^{55}_{25}\text{Mn}$, енергія якого дорівнює 13кеВ. Вважати, що питома енергія зв'язку дорівнює 8,8MeV/нуклон.
22. Оцініть швидкість, з якою повинно рухатися ядро $^{59}_{28}\text{Ni}$, що має збуджений рівень 15кеВ з часом життя $\tau \approx 10^{-7}\text{с}$, щоб вийти з резонансу за рахунок ефекту Доплера. Вважати, що питома енергія зв'язку дорівнює 8,7MeV/нуклон.

3. ДЖЕРЕЛА І МЕТОДИ РЕЄСТРАЦІЇ ЯДЕРНИХ ЧАСТИНОК

3.1. ПРИНЦИП РОБОТИ І КЛАСИФІКАЦІЯ ПРИСКОРЮВАЧІВ

Єдиний засіб вивчення ядер і елементарних частинок, за винятком деяких статичних характеристик ядер (спіни, магнітні й електричні квадрупольні моменти), полягає в здійсненні зіткнень одних частинок з іншими і реєстрації наслідків зіткнень. Спочатку для цієї мети використовувалися α - і β -частинки, що виникали при розпаді природних радіоактивних ядер, а також частинки високих енергій, що входять до складу космічних променів. З винаходом *прискорювачів* основні дослідження здійснюються з зарядженими частинками, що прискорюються для цієї мети в електричних і магнітних полях.

Результатом дії прискорювача є утворення пучка заряджених частинок високих енергій від декількох МеВ до десятків ГеВ і вище. Головними характеристиками прискорювача є *енергія частинок* і *інтенсивність*, тобто кількість частинок, що вилітають за одну секунду. Інтенсивність часто характеризують повним електричним струмом, утворюваним пучком. Для одержання току, очевидно, треба помножити число частинок, що вилітають за одну секунду, на заряд окремої частинки.

Всі прискорювачі поділяються на *неперервні* або неперервної дії й *імпульсні*. Прискорювач неперервної дії створює рівномірний у часі пучок. З імпульсного прискорювача частинки вилітають порціями - імпульсами. Як правило, прискорювачі неперервної дії дають більш високі струми, а імпульсні прискорювачі - більш високі енергії.

У прискорювачах на частинку діють електричні і магнітні поля. Як відомо, частинка з масою m , зарядом e і швидкістю v при русі уздовж електричного поля \mathcal{E} прискорюється, так що її енергія E зростає відповідно до співвідношення

$$\frac{dE}{dt} = ev\varepsilon \quad (3.1)$$

При русі поперек магнітного поля H частинка рівномірно рухається по колу радіуса R

$$R = \frac{mvc}{eH\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} = \frac{pc}{eH} \quad (3.2)$$

причому період T одного оберту визначається формулою

$$T = \frac{2\pi mc}{eH\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} \quad (3.3)$$

На основі цих експериментальних фактів можна пояснити принцип дії будь-якого прискорювача. Фактично розрахунок і конструювання реальних прискорювачів обмежено труднощами по забезпеченню *фокусування*, що перешкоджає пучку розпливатися, і *фазіровки*, що перешкоджає вибуванню пучка з режиму прискорення за часом.

Класифікація прискорювачів. За принципом дії прискорювачі розділяються на два класи: а) *прискорювачі прямої дії* і б) *прискорювачі багатократної дії*. У прискорювачах прямої дії частинки розганяються у вакуумі під дією електростатичного поля, що утворюється постійною різницею потенціалів. У прискорювачах багатократної дії частинки розганяються змінними електричними полями. У свою чергу прискорювачі багатократної дії діляться на *лінійні* і *циклічні*. У лінійних прискорювачах частинки рухаються по прямій, а в циклічних - по колу або спіралі.

Основним типом прискорювача прямої дії є *генератор Ван-де-Граафа*, що працює в неперервному режимі. Всі лінійні прискорювачі є імпульсними. До циклічних прискорювачів відносяться: *циклотрон*, його удосконалені варіанти - *фазотрон*, *синхротрон*, *синхрофазотрон*, *ізохронний циклотрон*, а також *бетатрон* і *мікротрон*. З них циклотрон і ізохронний циклотрон зазвичай є прискорювачами неперервної дії, мікротрони можуть працювати як у непер-

рвному, так і в імпульсному режимі, а всі інші циклічні прискорювачі - імпульсні. Пропонуються і розробляються нові типи прискорювачів.

У генераторі Р. Ван-де-Граафа прискорення здійснюється електростатичним полем. Металева куля, що має порожнину, заряджається до дуже високого потенціалу. Зсередини кулі виходить багатосекційна вакуумна трубка, з якої і вилітає пучок частинок.

Максимальна енергія частинок у генераторі Ван-де-Граафа, як і у всякому прискорювачі прямої дії, обмежена напругою пробою між кулею і навколишніми предметами. Навіть при самих ретельних обережностях в існуючих установках напругу пробою не вдається піднімати вище десятих мільйонів вольт. Тому генератори Ван-де-Граафа зазвичай дають пучки однозарядних іонів з енергіями $2 \div 5 \text{ MeV}$, вдосконалені - до 8 MeV . Струм пучка доходить до декількох сотень мкА, тобто досить великий.

Цікавим удосконаленням генератора Ван-де-Граафа є *перезарядний прискорювач* або *тандем-генератор*. У тандем-генераторі використовується явище перезарядження іонів. Наприклад, негативні іони водню H^- прискорюються в напрямку позитивного високовольтного електрода. На цьому електроді вони проходять через тонку фольгу, де багато хто з них втрачають по два електрона, перетворюються у позитивно заряджені протони. Ці протони вже відштовхуються електродом, тобто прискорюються ще раз. В результаті утворюється пучок подвоєної енергії. Відомі тандем-генератори з кількарізним перезарядженням, що дають протони з енергією до 20 MeV і більше.

Тандем-генератор ЕГП-10К, що встановлено в 1996 році в Інституті ядерних досліджень НАН України, дозволяє прискорювати важкі іони у широкому діапазоні мас.

Недоліком генератора Ван-де-Граафа є жорстке обмеження енергії пучка. Але електростатичні генератори володіють багатьма перевагами, головними з яких є висока монохроматичність пучка (вища, ніж на будь-якому іншому прискорювачі) і легкість регулювання енергії. Саме на генераторі Ван-де-Граафа переріз протон-протон при низьких енергіях було обміряно з точністю,

з якою не обміряно жодний інший переріз у всій ядерній фізиці. Тому генератори Ван-де-Граафа дотепер широко використовуються для досліджень при низьких енергіях.

3.2. ЛІНІЙНІ РЕЗОНАНСНІ ПРИСКОРЮВАЧІ

В *лінійних резонансних прискорювачах* частинки розганяються прямолінійно перемінним електричним полем. Прискорювачі такого типу являють собою камеру (хвилевід), в якій збуджується хвиля електричного типу. Електричне поле хвилі має компоненту, спрямовану по осі камери. Фазова швидкість цієї хвилі підбирається так, щоб вона весь час збігалася зі швидкістю частинок, а частинки подаються в камеру в такі моменти, щоб вони увесь час „сиділи” близько до максимуму електричного поля. Таким чином, згустки частинок рухаються на гребенях хвиль. Є й інші варіанти лінійних резонансних прискорювачів. Наприклад, у прискорювачів протонів та інших важких заряджених частинок фазова швидкість хвилі може бути нескінченною. У цьому випадку в камеру вставляються металеві дрейфові трубки, розміри і розташування яких такі, що частинки „ховаються” всередину трубок у випадку коли поле спрямоване проти руху. Трубки екранують поле, так що всередині них частинки рухаються вільно (рис.3.1). У лінійних прискорювачах вдається одержувати приріст енергії до $10\div 15\text{MeV}$ на метр довжини. Теоретично можна, побудувавши достатньо довгий прискорювач, одержати пучок як завгодно великої енергії. Практичні обмеження пов'язані з конструктивною складністю і високою вартістю довгих прискорювачів. Лінійний резонансний прискорювач є імпульсним. Середній струм становить декілька мкА (іноді до $20\div 30\text{мкА}$), а струм в імпульсі - до 50мкА .

Перевагами лінійних резонансних прискорювачів є досить великий струм і простота інжекції (впускання) і випускання частинок. Крім того, у лінійних прискорювачах частинки пучка практично не випускають електромагнітного випромінювання через прямолінійність їх траєкторій. Остання обставина не грає ролі для важких частинок, але важлива для електронів високих енергій

(від декількох сотень MeV і вище). Тому лінійні прискорювачі будуються в основному для електронів, оскільки при енергіях від декількох GeV і більше розгін електронів у кільцевих прискорювачах вкрай затрудняється втратами на електромагнітне випромінювання.

Прискорення важких частинок роблять на кільцевих прискорювачах. Але через велику інтенсивність і простоту випуску частинок інжектори (тобто предприскорювачі) гігантських циклічних прискорювачів важких части-

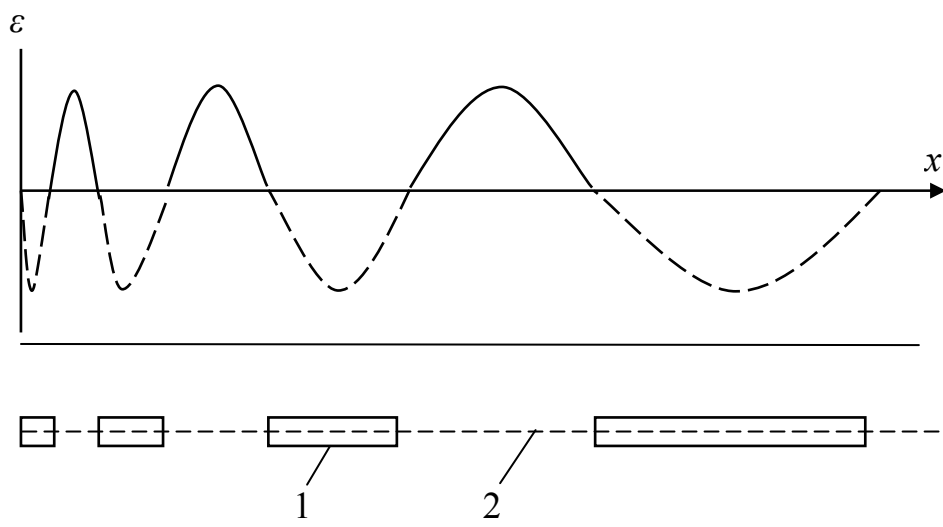


Рис.3.1. Схема резонансного лінійного прискорювача з нескінченною фазовою швидкістю.

1—дрейфові трубки, 2 — зазори, де відбувається прискорення частинки. Зверху показано графік залежності напруженості електричного поля в прискорювачі від шляху x , що проходить прискорена частинка. Пунктиром зображено гальмуюче поле.

нок є лінійними. Зазвичай на циклічному прискорювачі в якості інжектора використовується лінійний прискорювач протонів.

3.3. ЦИКЛІЧНІ ПРИСКОРЮВАЧІ

Циклотрон. Класичним прикладом *циклічного прискорювача* є *циклотрон*.

У циклотроні використовується той факт, що, відповідно до (3.2), (3.3), для нерелятивістської частинки в постійному однорідному магнітному полі радіус орбіти пропорційний швидкості, а період обертання не залежить від

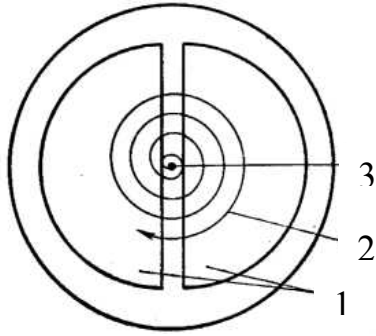


Рис. 3.2. Схема циклотрону. 1 — дуанти; 2 — траєкторія частинки; 3 — джерело заряджених частинок. Дуанти розташовані в магнітному полі, що направлено перпендикулярно площині дуантів.

енергії. Принцип дії циклотрона (рис.3.2) такий. Прискорювальна камера знаходиться в сильному однорідному магнітному полі. Частинки потрапляють з інжектора близько до центра камери і починають обертатися по орбіті малого радіуса. У зазорі між дуантами частинки прискорюються імпульсним електричним полем. В результаті енергія і радіус орбіти

зростають. Повторюючи прискорення електричним полем на кожному оберті, енергію і радіус орбіти доводять до максимально допустимих значень. В результаті частинки рухаються по спіралі, що розкручується. На останньому витку спіралі включається відхиляюче електричне поле, що виводить пучок назовні. Електроди, що прискорюють частинки, розміщаються так, щоб щілина між ними була спрямована уздовж радіуса. У цьому випадку через сталість періоду обертання частинки будуть одночасно прискорюватися на усіх витках спіралі. Напруга прискорювального поля обмежена можливістю пробою. Напруга зазвичай не перевищує 100кВ, так що збільшення енергії за оберт має порядок 100кеВ. Таким чином, у циклотроні на 20МеВ частинка робить приблизно 200 обертів.

Очевидно, що головним недоліком циклотрона є обмеження істотно нерелятивістськими енергіями частинок, оскільки навіть не дуже великі релятивістські поправки відповідно до (3.3) порушують синхронність прискорення на різних витках. Тому на циклотроні протони можна ефективно розганяти лише до енергій 20-25МеВ, а електрони прискорювати практично неможливо.

З іншого боку, в області низьких енергій циклотрони перевершують всі інші прискорювачі по інтенсивності, тому що він може давати струми до

1мА. Тому циклотрони дотепер широко використовуються для дослідження ядерних реакцій при низьких енергіях, а також для промислового одержання тих ізотопів (як правило, нейтронно-дефіцитних, тобто з кількістю нейтронів менше рівноважної), що не можна одержувати в реакторах.

Циклотрони також використовуються для одержання пучків дейтронів, α -частинок, важких багаторазово іонізованих іонів, таких, як вуглець, азот, кисень. У останньому випадку вдасться одержувати енергії до декількох сотень MeV, тому що через велику масу іонів релятивістські поправки для них стають істотними при більш високих (чим для протонів) енергіях.

В Інституті ядерних досліджень НАН України встановлено циклотрон У-240, що дозволяє отримувати пучки протонів з плавним регулюванням їх енергії в межах 8 – 80 MeV, пучків дейтронів з енергією 5 – 70 MeV, а також прискорювати важкі іони до енергії $140 Z^2/A$ MeV, де Z – заряд іона, A –



Рис. 3.3. Циклотрон У-240.

атомна маса іона. Енергетична роздільна здатність пучків складає 10^{-2} – 10^{-3} , при використанні монохроматора енергетична роздільна здатність становить 10^{-4} .

Для того щоб зробити циклотронний принцип прискорення придатним для частинок релятивістських енергій, необхідно змінювати або режим прискорення, або розподіл магнітних полів. Це було здійснено різними методами у фазотронах, синхротронах, синхрофазотронах, ізохронних циклотронах.

Фазотрон (інша назва - *синхроциклотрон*) відрізняється від циклотрона тим, що резонансне прискорення проводиться електричним полем *змінної частоти*. Зміна частоти у часі підбирається так, щоб відповідно до (3.3) прискорювальне поле розганяло частинку на кожному витку навіть при наявності помітних релятивістських поправок. Очевидно, що фазотрон може працювати тільки в імпульсному режимі: у кожний момент в камері може знаходитися тільки один згусток (іноді декілька згустків) частинок, оскільки при кожному значенні частоти резонансного поля прискорення відбувається тільки на орбіті визначеного радіуса.

Фазотрони використовуються для прискорення важких частинок - протонів, дейтронів, α -частинок. Існують фазотрони з енергіями до 730MeV для протонів і до 890MeV для α -частинок. Часто використовується комбінація фазотрона з циклотроном. Так, для дослідження ядерних реакцій конструюються прискорювачі, що дають енергію 7MeV у циклотронному режимі і 35MeV— у фазотронному.

За секунду фазотрон дає від декількох десятків до декількох сотень імпульсів. Тому його інтенсивність набагато менша, ніж у циклотрона, але усе ж має порядок 1мкА, тобто досить велика. У однім імпульсі прискорювача утримується $10^9 \div 10^{10}$ частинок.

Прискорювальне поле має напругу $10 \div 30$ кВ. Тому у фазотроні з енергією 700MeV частинка повинна зробити приблизно 10^5 обертів.

Ідея фазотрона була висунута В. Векслером і декілька пізніше Е. Мак-Мілланом. Головним моментом ідеї В. Векслера є відкритий їм *принцип авто-*

фазіровки, суть якого зводиться до такого. Частинки потрапляють з інжектора в прискорювальну камеру з деяким розкидом по швидкостях. Тому в процесі резонансного прискорення частина частинок почне відставати, а частина утікати вперед. Явище автофазіровки складається в тому, що у фазотроні на частинки, що відстають і випереджають, діють поля, які „заганяють” ці частинки назад в резонансний режим.

Принцип автофазіровки Векслера - Мак-Міллана справедливий не тільки для фазотронів, але і для інших прискорювачів високих енергій - синхротронів, лінійних резонансних прискорювачів, мікротронів та ін.

Верхня границя енергії, що досягається на фазотроні, визначається не фізичними, а економічними обмеженнями і дорівнює приблизно 1 GeV. Справа в тому, що відповідно до (3.2) при швидкостях, близьких до c , радіус орбіти пропорційний енергії. Тому маса магніту пропорційна кубу енергії, оскільки магнітне поле повинно створюватися у всій камері від центру до країв. Магніт робиться з високоякісного трансформаторного заліза і є самою дорогою частиною прискорювача. Тим самим вартість фазотрона пропорційна кубу енергії. Через це для одержання частинок з енергіями від 1 GeV і вище використовують *кільцеві циклічні прискорювачі*, у яких частинки розганяються не по спіралі, а по кільцю, що призводить до значного зниження маси магніту, тобто вартості. В області від 25 до сотень MeV фазотронний метод прискорення протонів, дейтронів і α -частинок на теперішній час є основним.

3.4. ПРИЛАДИ ДЛЯ РЕЄСТРАЦІЇ ЧАСТИНОК. ТРЕКОВІ ПРИЛАДИ

Прилади для реєстрації частинок називаються *детекторами частинок*. Існуючі детектори можна поділити на *слідові реєстратори*, *іонізаційні камери неперервної дії* і *сцинтиляційні лічильники*.

За допомогою лічильників реєструється проходження частинки через визначену ділянку простору у визначений момент часу з макроскопічною точністю (сантиметри і міліметри для місця, $10^{-4} \div 10^{-9}$ с для часу). Крім того, у рі-

зноманітних типах лічильників можуть визначатися і деякі характеристики частинки, такі, як енергія, заряд, швидкість, маса.

У слідових реєстраторах заряджена частинка залишає слід, що називають *треком*. Треки фотографуються. Тому в слідових реєстраторах можна одержувати незрівнянно більшу, ніж у лічильниках, інформацію про напрямок руху частинки, процесах її зіткнень з іншими частинками, про її розпад і цілий ряд інших характеристик частинки. Нейтральні частинки треків не утворюють. Проте, за допомогою слідових реєстраторів одержують багато інформації і про нейтральні частинки. Слідові реєстратори характерні також тим, що при їх використанні одержання потрібної інформації потребує досить тривалого і трудомісткого опрацювання результатів вимірювань.

У іонізаційній камері неперервної дії відбувається реєстрація не окремих частинок, а інтегральні характеристики — потоку енергії, створеного зарядженими частинками.

До лічильників відносяться *імпульсні іонізаційні камери, пропорційні лічильники, лічильники Гейгера-Мюллера, люмінесцентні лічильники, черенковські лічильники, напівпровідникові лічильники*.

До слідових реєстраторів відносяться *камери Вільсона, бульбашкові камери, товстослойні фотоемульсії*.

Камера Вільсона. Найстаршим типом слідового реєстратора є *камера Ч. Вільсона* (1912р.). У цій камері робочою речовиною є переохолоджений пар, що знаходиться в нестійкому агрегатному стані (вода, етиловий спирт). Зареєстрована заряджена частинка конденсує пар на своєму шляху, залишаючи слід (або, що те ж саме, трек) з туману. Трек спостерігається візуально або фотографується.

Зупинимося трохи на фізиці утворення крапель туману. У переохолодженому парі через випадкові флуктуації виникають краплі малого розміру. Проте тиск пару над краплею відрізняється від тиску над плоскою поверхнею на величину тиску поверхневого натягу, обернено пропорційного радіусу краплі. Цей додатковий поверхневий натяг намагається випаровувати краплю і

перешкоджатиме конденсації при невеличких пересиченнях і гарному очищенні від пилинок та інших великих центрів конденсації. Якщо ж крапля заряджена, то на її поверхні діють ще й електростатичні сили відштовхування, що зменшують тиск. Розходження між нейтральною та зарядженою краплею проілюстроване на рис.3.4. графіком залежності величини P^*/P від радіуса краплі r . Через P позначений тиск над плоскою поверхнею, а через P^* - над краплею. З цього графіка очевидно, що при достатньо малих розмірах тиск пару над зарядженою краплею може стати навіть менше, ніж над плоскою поверхнею. Тому, змінюючи тиск, пересичення в камері можна підібрати так, що краплі будуть утворюватися тільки там, де знаходяться іони.

Типова схема камери Вільсона зображена на рис.3.5. Скляний циліндр *1* наповнений нейтральним газом, зазвичай гелієм або аргоном, у який додана необхідна кількість парів води (часто в суміші з парами спирту). Знизу в циліндр вставлений поршень *3*, яким змінюють тиск у камері. У робочому об'ємі створюють досить сильне (десятки В/см) стале електричне поле, що відсмоктує випадково виникаючі (за рахунок космічних променів і ін.) іони. Збоку камера підсвітлюється інтенсивним імпульсним освітлювачем *5*. Поверх розташовується фотоапарат *4*.

У камері відбуваються такі процеси.

1) До вмикання робочого циклу тиск у камері такий, що пар не пересичений, але близький до насичення. Камера неперервно очищується від випадкових іонів, що відсмоктуються полем. Перед самим початком робочого циклу відсмоктуюче поле вимикається (інакше воно розмаже трек).

2) Робочий цикл починається швидким адіабатичним розширенням газу приблизно на 20%. Пар стає пересиченим. На траєкторіях частинок, що пролетіли через камеру після зняття поля, утворюються треки з туману.

3) Треки освітлюються і фотографуються.

4) Камера повертається у вихідний стан.

Камера може давати до 6 розширень за хвилину. У камері фотографуються треки всіх частинок, що пролетіли через робочий об'єм за час між зняттям відсмоктуючого поля і фотографуванням. Треки мають товщину до 1мм, так що фотографування їх не пов'язано з якими-то труднощами. При опрацюванні треків можна отримати наступну інформацію про ядерні реакції. Насамперед, по геометрії треків встановлюється кількість заряджених частинок, що приймали участь в реакціях, і напрямки їх руху. По-друге, якщо весь трек

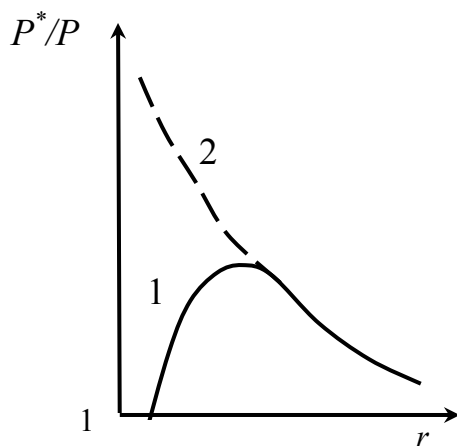


Рис.3.4. Залежність відношення тиску насичених парів над краплею (P^*) і над плоскою поверхнею (P) від радіуса нейтральної (крива 2) и зарядженої (крива 1) краплі.

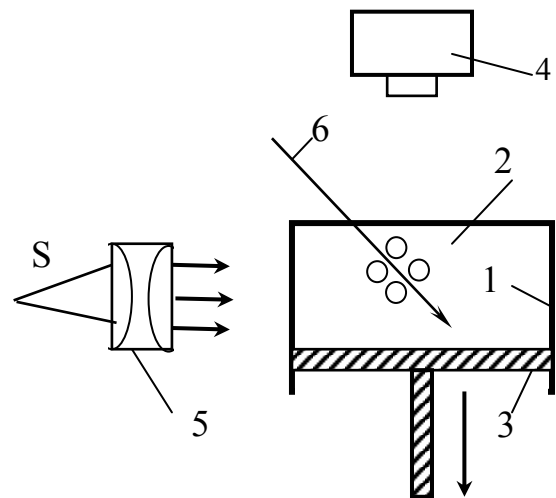


Рис.3.5. Схема камери Вільсона.

1 – скляний циліндр, 2 – робочий об'єм камери, 3 – поршень, 4 – фотоапарат, 5 – джерело світла, 6 - траєкторія зарядженої частинки.

вміщується в камері, то по величині пробігу можна встановити енергію частинки. По-третє, порахувавши кількість крапель на одиницю довжини треку, можна визначити густину іонізації, тобто величину втрат. По втратах можна визначити швидкість частинки, тобто масу при відомій енергії, або навпаки, енергію при відомій масі. Для визначення заряду та імпульсу частинки камеру поміщають у сильне магнітне поле, що дає можливість по кривизні треку визначати за допомогою формули

$$R = \frac{pc}{eH} \quad (3.4)$$

знак заряду та імпульс частинки. Це дозволяє визначати (по рахунку крапель і виміру кривизни) енергію і масу частинки навіть у тому випадку, коли трек не вміщується в камері Вільсона, тобто для реакцій високих енергій аж до сотень MeV.

Переваги камери Вільсона: Керованість - її можуть пускати в хід інші реєстратори. Можна встановити перед камерою лічильник Гейгера- Мюллера і зробити так, що камера буде спрацьовувати тільки тоді, коли через лічильник пройшла частинка. Можливість керування обумовлена тим, що виниклі при прольоті частинки мікрокраплі живуть і не розтаскуються відсмоктуючим полем достатньо довго, так що можна встигнути зробити розширення.

Недоліки камери Вільсона: До серйозних недоліків камери Вільсона відноситься її малий ефективний об'єм. Звичайна камера має розмір порядку 20см - відстань для пробігів частинок у газі дуже невелика. У камерах великих розмірів важко робити швидке розширення, не викликавши сильних турбулентних рухів газу, що сильно спотворюють трекову картину. Найбільша камера має розмір 180см. Для того, щоб хоч якось спостерігати довгопробіжні частинки, у камеру ставлять серію рівнобіжних металевих або інших пластин. При проходженні крізь пластини частинка сильно сповільнюється, її пробіг різко скорочується.

2. Серйозними труднощами в роботі з камерою Вільсона є велика тривалість досліджень і трудомісткість опрацювання. 3. Мале відношення часу, протягом якого камера в стані фіксувати досліджувані події, до повного часу дослідження.

Дифузійна камера (рис.3.6) являє собою різновид камери Вільсона. Вона має неперервну чутливість до іонізаційного випромінювання. Робочою речовиною в дифузійній камері теж є пересичений пар, але стан пересичення створюється не адіабатичним розширенням, а дифузією безперервного потоку парів спирту від нагрітої (до $10 \div 20^{\circ}\text{C}$) кришки 2 до дна 3, що охолоджується (твердою вуглекислотою 4) до $-60 \div -70^{\circ}\text{C}$. У нижній частині камери є шар пересиченого пару 5. Товщина шару становить приблизно 5см. У цьому

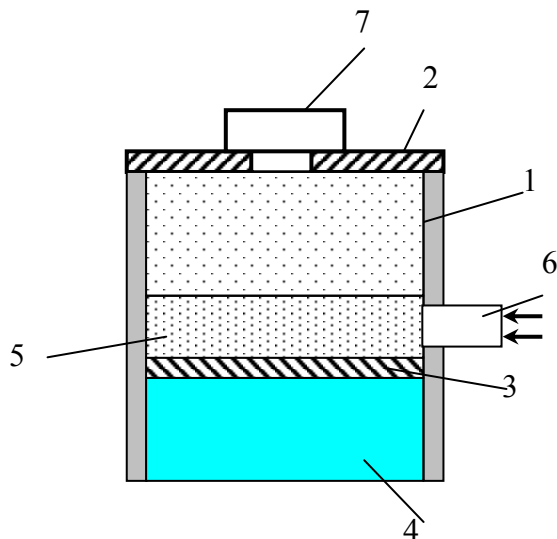


Рис.3.6. Схема дифузійної камери: 1 – робочий об'єм камери, 2 - нагріта стінка, 3 – охолоджене дно, 4 – тверда вуглекислота, 5 – шар пересиченого пару, 6 – освітлювач, 7 – фотоапарат.

донний шар” пересиченого пару має невелику товщину (~7,5см) - обмеження можливості застосування.

Бульбашкова камера. В трековій камері робочою речовиною може бути не тільки пересичений пар, але і перегріта (вище точки кипіння) рідина. Така камера називається *бульбашковою* (Д.Глезер), тому що трек зарядженої частинки утворюється бульбашками пару. Запускається бульбашкова камера (рис.3.7) так само, як і камера Вільсона - різким скиданням тиску, що переводить рідину в нестійкий перегрітий стан. Механізм утворення бульбашок точно невідомий. Швидше за все, головними чинниками, тут є електростатичні сили і локальний перегрів рідини уздовж треку. Як і для камери Вільсона, в бульбашковій камері потрібна висока чистота рідини. Рідина повинна бути прозорою, інакше треки не можна фотографувати. Частіше усього використовуються рідкі водень, пропан, ксенон.

Переваги: Ефективний об'єм бульбашкової камери на 2-3 порядки більше, ніж у камері Вільсона, тому що рідини набагато густіше газів. Можливість для дослідження довгих ланцюгів народжень і розпадів частинок високих енергій.

шарі заряджені частинки, що проходять через камеру, створюють треки, які за 3-5с йдуть донизу. Відсутність поршня дозволяє створювати в дифузійній камері тиски до 30-40атм, що значно збільшує ефективний об'єм.

Переваги: Неперервна реєстрація подій. Можуть бути дуже великих розмірів - вивчення космічних променів.

Недоліки: Спроможний до реєстрації іонізуючих частинок “при-

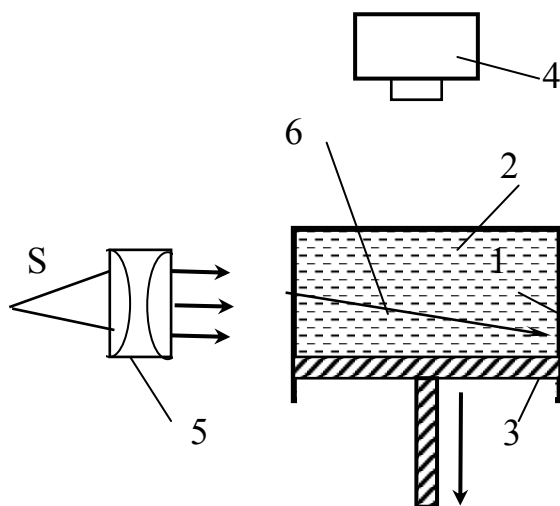


Рис. 3.7. Схема бульбашкової камери.

1 – скляний циліндр, 2 – робочий об'єм камери, 3 – поршень, 4 – фотоапарат, 5 – джерело світла, 6 - траєкторія частинки.

Швидкість роботи бульбашкової камери досить велика - до десятків розширень за секунду.

Недоліки: На відміну від камери Вільсона, бульбашкова камера некерована - її не можна вмикати зовнішнім лічильником. Причина некерованості - досить швидке (10^{-7} с) розсмоктування зародків бульбашок в невимкненій камері.

Проте цей недолік не настільки страшний, оскільки бульбашкові камери використовуються тільки при роботі на прискорювачах дуже

високих енергій. Такі прискорювачі є імпульсними, і бульбашкова камера вмикається одночасно з імпульсами з прискорювача.

Вкрай дорогі, важкі у виготовленні і складні в експлуатації. Тому такі камери використовуються тільки там, де без них не можна обійтися - для детального дослідження складних багатокаскадних процесів з елементарними частинками дуже високих енергій, а також для реєстрації дуже рідкісних подій.

Фотоемульсійний метод. Найдешевшим слідовим реєстратором є *товстослойні фотоемульсії*. Фотоемульсії для реєстрації ядерних частинок відрізняються від звичайних більш високою чутливістю і більшою товщиною - сотні мікрон замість звичайних 10мкм. Платівки з шаром емульсії розташовуються на шляху досліджуваних частинок, після чого проявляються. Після прояву уздовж траєкторії зарядженої частинки з'являється чорний слід, утворений зернами металевого срібла. Зерна мають розмір 0,3мкм, так що їх можна бачити в мікроскоп зі збільшенням 500-1000. Характер інформації, що одержується при використанні емульсій - такий же, як і в трекових камерах: вимірювання пробігу дає енергію при відомій масі, а вимірювання густини

зерен дає втрати, тобто швидкість частинки. Фотоплатівки так само, як і камеру Вільсона, можна поміщати в магнітне поле. Проте поле потрібно набагато більш сильне через малу довжину треків. Ефективний об'єм в емульсіях не менше, ніж у великих камерах Вільсона, оскільки гальмівна спроможність емульсії в 2000 разів вище гальмівної спроможності газу камери. Тому трек довжиною $5 \cdot 10^{-2}$ см в емульсії еквівалентний треку в 1 м у камері Вільсона. Чутливість плівки неперервна за часом, що також вигідно відрізняє її від камери Вільсона. По фоточутливості емульсії бувають різноманітними. Найбільше використовуються емульсії, що чітко реєструють протони й інші важкі частинки і не реєструють електрони. Але існують також малочутливі емульсії, що реєструють тільки осколки розпаду, і високочутливі, що реєструють електрони. Головним недоліком емульсійного методу реєстрації є дуже велика трудомісткість опрацювання, обумовлена тим, що кожну платівку припадає подовгу переглядати під сильним мікроскопом.

3.5. ЛІЧИЛЬНИКИ ЧАСТИНОК

Сцинтиляційний (люмінесцентний) лічильник. Принцип дії люмінесцентного лічильника заснований на тому, що в ряді речовин ядерні частинки, що проходять через ці речовини, викликають люмінесцентні спалахи видимого світла, які називають *сцинтиляціями*. Це явище використовувалося для реєстрації заряджених частинок ще на зорі ядерної фізики. В якості сцинтилятора використовували сірчистий цинк ZnS , а спалахи від окремих частинок рахували, спостерігаючи їх просто оком. Згодом цей метод полишили як малоефективний. Головною причиною неефективності явився дуже слабе розділення за часом, що для ока не перевищує 10^{-1} с (хоча у відношенні чутливості до світла очі - прилад дуже високої якості). Проте два важливих удосконалень дозволили відродити сцинтиляційний метод. По-перше, замість непрозорого сірчистого цинку стали використовувати речовини, прозорі стосовно власного люмінесцентного випромінювання. Це призвело до того, що ефективним у відношенні реєстрації став весь об'єм сцинтилятора, а не тільки його

не тільки його поверхневий шар. По-друге, для реєстрації спалаху замість ока стали використовувати фотоелектронні помножувачі (ФЕП) - прилади винятково швидкодіючі і високочутливі.

На рис.3.8 приведена схема типового люмінесцентного лічильника, у якому сцинтилятором служить кристал йодистого натрію *NaI*. Іонізована частинка, що реєструється, потрапляє в кристал і гальмується в ньому. Як і у

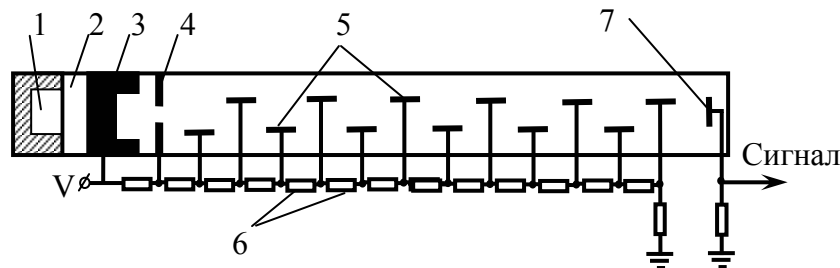


Рис.3.8. Схема люмінесцентного лічильника.

1 — сцинтилятор, 2 — світлопровід, що зв'язує сцинтилятор з ФЕП, 3 — фотокатод, 4 — діафрагма, 5 — діоди, 6 — подільники напруги, 7 — анод.

стинка, що реєструється, потрапляє в кристал і гальмується в ньому. Як і у всякій речовині, енергія частинки при гальмуванні витрачається на іоні-

зацію і збудження електронів у кристалі. У кристалі, що виступає сцинтилятором, енергія збудження частково виділяється у виді спалаху видимого світла. Спалах відбувається за $2 \cdot 10^{-7}$ с і уносить в якісних кристалах декілька відсотків повної енергії первинної частинки. Фотони спалаху потрапляють на прилягаючий до кристала фотокатод ФЕП (рис.3.8). Не прилягаючі до ФЕП грані кристала покриті відбиваючим (усередину) екраном, так що до фотокаатода доходять майже всі фотони спалаху. Кількість цих фотонів вважається приблизно пропорційною енергії первинної частинки.

Фотони спалаху при попаданні на фотокатод вибивають з нього фотоелектрони. Ці фотоелектрони всередині ФЕП спеціальними електричними полями фокусуються і направляються на проміжний електрод, що зветься *динодом*. Матеріал динода вибирається таким, щоб на ньому інтенсивно йшла повторна електронна емісія. В середньому кожний електрон, що падає на динод, вибиває з нього від 3 до 10 нових електронів. З першого динода потік електронів надходить на другий динод і т.д. Усього в ФЕП встановлено приблизно 10-20 динодів, що дозволяє посилювати потік електронів у $10^5 \div 10^8$ раз. Чудовою особливістю ФЕП є добре додержання лінійності підси-

лення. З останнього динода посилений потік електронів надходить на анод, створюючи електричний імпульс, що реєструється радіотехнічними методами.

Переваги люмінесцентних лічильників такі. У них висока ефективність реєстрації, що дорівнює майже 100% для заряджених частинок і 30% для γ -квантів.

У люмінесцентних лічильників дуже малий „мертвий час”, границя якого визначається тривалістю люмінесцентного спалаху. Тривалість спалаху залежить від речовини сцинтилятора. Для неорганічних кристалів, таких, як NaI , цей час має порядок 10^{-7} с, для органічних кристалів (антрацен, нафталін) - приблизно 10^{-8} с, для пластикових сцинтиляторів може складати 10^{-9} с. Тому неорганічні та пластикові сцинтилятори використовуються там, де потрібно високе розділення за часом.

Можливість вимірювань енергії як заряджених частинок, так і γ -квантів. Для виміру енергії більш придатні неорганічні кристали, тому що в органічних кристалах і пластиках погано виконується лінійність залежності інтенсивності спалаху від енергії первинної частинки. Але навіть в лічильниках з неорганічними кристалами енергія вимірюється з точністю порядку 10% в області енергій від сотень кеВ і вище, і з точністю порядку 50% в області десятків кеВ. Люмінесцентним лічильником можна вимірювати не тільки енергію, але і швидкість важких заряджених частинок з енергіями в області десятків МеВ.

Недоліки: Висока чутливість до зовнішнього світла. Наприклад, кристал NaI дуже боїться великих потоків світла. Тому цей кристал необхідно старанно герметизувати і екранувати від зовнішнього освітлення.

Одна з різновидів люмінесцентного лічильника - *Черенковський лічильник* - призначається, головним чином, для виміру енергії частинок і розділення частинок по масах.

Напівпровідниковий лічильник. Основною частиною напівпровідникового лічильника є монокристал розміром з невеличку монету. Кристал оброблений так, що він з однієї сторони є донором, а з іншої - акцептором з тонким (від сотень мікрон до 5мм) перехідним шаром. Інакше кажучи, кристал являє собою напівпровідниковий діод. На кристал подається електрична напруга, причому *p*-шар підключається до негативного електроду (рис.3.9). При такому знаку напруги всі носії відтягаються від перехідного шару, так що діод замкнений. Струму немає. Якщо ж через перехідний шар проходить швидко заряджена частинка, то утворені при гальмуванні електрони і дірки відтягаються до електродів, створюють електричний імпульс, пропорційний кількості іонів. Оскільки середня енергія іонізації в напівпровіднику на порядок менше, ніж у газі, то імпульси, що виникають при реєстрації, будуть відповідно на порядок вище. Це полегшує реєстрацію і збільшує точність виміру енергії, що доходить до 0,01%. Малі розміри робочої області призводять до того, що розділення за часом може бути доведене до 10^{-7} с. Недоліком напівпровідникового лічильника є мала товщина робочої області. Це не дозволяє застосовувати такі лічильники для вимірювань високих енергій частинок.

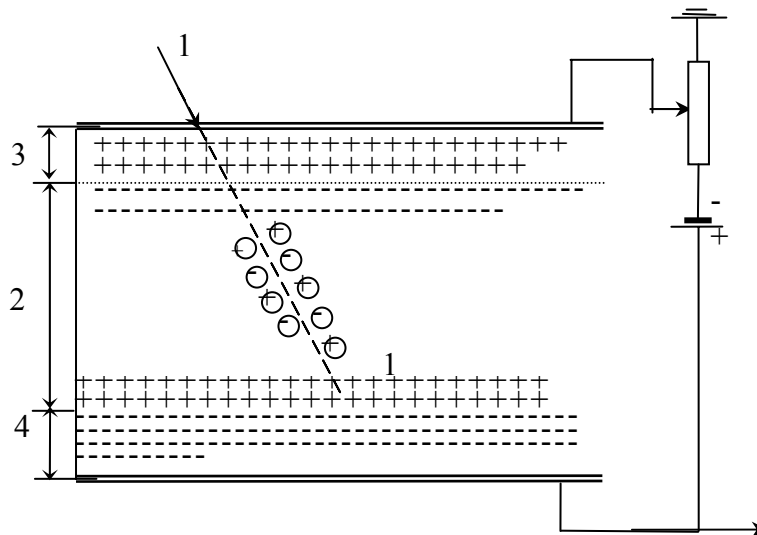


Рис.3.9. Схема напівпровідникового лічильника з *p-n* перехідним шаром. 1 – траєкторія зарядженої частинки, 2 – область *p-n* – переходу, 3 – *p*-шар, 4 – *n*-шар.

Але в області низьких, енергій (електрони до 2MeV, протони до 20MeV) напівпровідникові лічильники мають практично стопроцентну ефективність і

перевершують лічильники інших типів по компактності і точності вимірювань енергії.

Іонізаційна камера являє собою тонкостінний замкнутий об'єм, наповнений газом. У цьому об'ємі розміщаються два електроди, до яких прикладається напруга (100—1000В). Принцип дії камери такий. Заряджена частинка при попаданні в камеру іонізує газ, що наповнює камеру. Утворені частинкою позитивні та негативні іони рухаються до електродів, створюють електричний струм, за яким і відбувається реєстрація. Принципова схема іонізаційної камери зображена на рис.3.10.

Напруга в камері підбирається так, щоб всі утворені іони доходили до

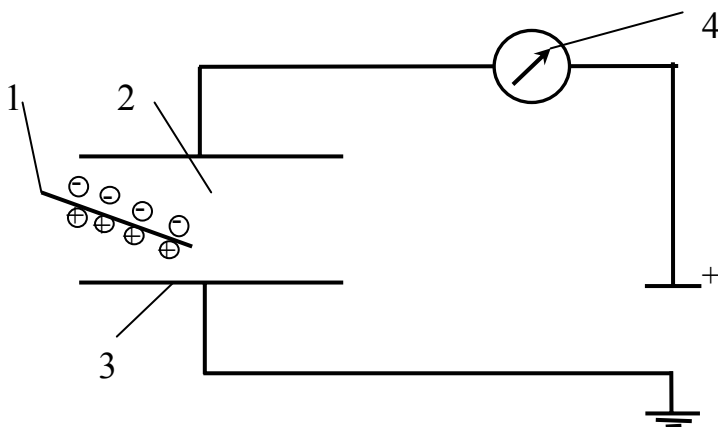


Рис. 3.10. Схема іонізаційної камери. 1 – траєкторія зарядженої частинки, 2 – іони, що утворені зарядженою частинкою, 3 – збираючі електроди, 4 – гальванометр.

електродів, не встигнувши рекомбінувати, але при цьому не розганялися б настільки сильно, щоб робити повторну іонізацію. Тому в камері вимірюється повна іонізація, зроблена частинкою, тобто, повна енергія частинки, якщо її пробіг цілком помістився в камері. Іонізаційні камери звичайних типів

придатні лише для реєстрації частинок, що мають невеликий пробіг, тобто важких нерелятивістських частинок, тому що треки електронів і релятивістських частинок в камері не вміщуються (саме тому камера повинна бути тонкостінною).

Іонізаційні камери бувають двох типів: *неперервної дії* (струмові) і *імпульсні*.

У камері неперервної дії вимірюється сумарний іонізаційний струм, тобто

потік енергії заряджених частинок, що проходять камеру. Імпульсна камера є лічильником - в ній реєструється проходження одиночної частинки і вимірюється енергія цієї частинки.

Камери неперервної дії найбільш прості, тому що ними вимірюється сумарний іонізаційний струм, який є скоріше макроскопічною, ніж мікроскопічною величиною.

В імпульсній іонізаційній камері також вимірюється енергія зарядженої частинки, але з досить низькою точністю, що обумовлено в основному малою величиною вихідного імпульсу.

Іонізаційні камери використовуються для реєстрації не тільки заряджених, але й нейтральних частинок - γ -квантів і нейтронів. γ -кванти викликають іонізацію, вибиваючи швидкі електрони зі стінок камери і молекул газу.

Газорозрядні лічильники схожі на іонізаційні камери тим, що у всіх цих реєстраторах робочою речовиною виступає газ, до якого прикладена електрична напруга, а реєструється імпульс напруги, що виникає в результаті розряду в газі при проходженні частинки. Головна відмінність газорозрядних лічильників від іонізаційної камери полягає в тому, що в них істотну роль відіграє повторна іонізація, обумовлена зіткненнями первинних іонів з атомами та молекулами газу і стінок. Газорозрядні лічильники поділяються на *пропорційні* і *лічильники Х. Гейгера-Е. Мюллера*. У пропорційному лічильнику газовий розряд, *несамостійний*, тобто такий, що гасне при припиненні зовнішньої іонізації. У лічильнику Гейгера-Мюллера (рис.3.11), навпаки, розряд *самостійний*, тобто такий, що буде існувати і без зовнішньої іонізації після виникнення, якщо не прийняти спеціальних мір для його гасіння.



Рис. 3.11. Самогаснущий лічильник Гейгера-Мюллера

Конструктивно газорозрядний лічильник являє собою тонкостінну скляну герметичну камеру циліндричної форми. З внутрішньої сторони

камера покрита тонким шаром металу, що служить катодом. Анодом служить тонка (діаметром біля 0,05мм) металева нитка, протягнена по осі циліндра. Така різка асиметрія геометрії електродів призводить до того, що електричне поле дуже велике в малій області навколо анодної нитки і мало в іншому об'ємі всередині лічильника. Схема лічильника зображена на рис.3.12.

При проходженні зарядженої частинки в лічильнику виникає імпульс напруги, причому значно більший, ніж в іонізаційній камері.

У режимі самостійного розряду з гасінням працюють лічильники Гейгера-Мюллера. Методи гасіння самостійного розряду в лічильниках діляться на радіотехнічні і методи, що засновані на додаванні в трубку багатоатомних газів. У радіотехнічних методах розряд гаситься зниженням напруги на електродах, що можна зробити вмиканням послідовно з лічильником високоомного опору. Лічильники, наповнені багатоатомними газами називаються *самогаснущими*.

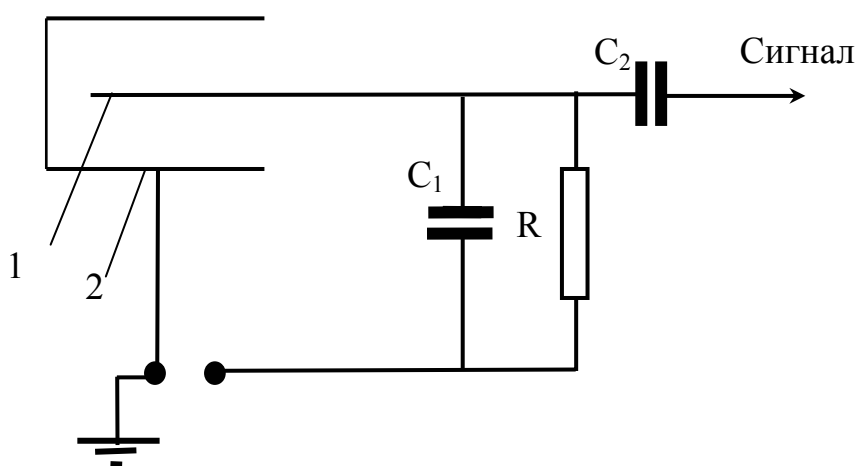


Рис. 3.12. Схема лічильника Гейгера-Мюллера.

1 – анод (нитка), 2 – катод (стілки лічильника).

гаснущими.

Лічильники Гейгера-Мюллера працюють у режимі самостійного розряду з гасінням. У цих лічильниках імпульс дуже великий (0.2-40В) і не залежить від енергії зареєстрованої частинки.

Тому лічильники Гейгера-Мюллера тільки реєструють частинку без виміру її енергії. Часове розділення цих лічильників досить велико (до 10^{-7} с). У лічильниках з радіотехнічним (зовнішнім) гасінням часове розділення більше, ніж у самогаснущого лічильника, але час служби обмежений розпадом багатоатомних молекул.

Важливою технічною характеристикою лічильника Гейгера-Мюллера є

лічильна характеристика, тобто залежність числа відліків від напруги на лічильнику. Ця характеристика має вид кривої з дуже широкою, майже горизонтальною ділянкою, що називається *плато* (рис.3.13). Лічильник тим краще,

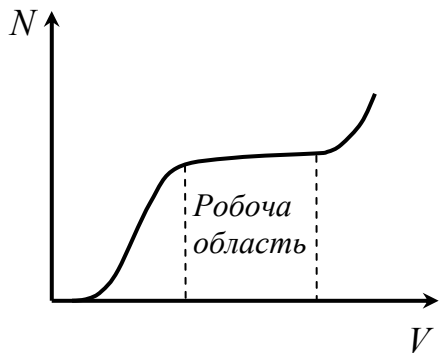


Рис.3.13. Лічильна характеристика лічильника Гейгера-Мюллера – залежність числа N імпульсів від прикладеної напруги V при сталій інтенсивності випромінювання.

чим ширше плато і чим ближче воно до горизонтального.

Ефективність реєстрації заряджених частинок лічильниками Гейгера-Мюллера близька до 100%. Ці лічильники використовуються і для реєстрації γ -квантів за рахунок вторинних ефектів (фотоефект, комптон-ефект і народження пар на стінках. У цьому випадку важливо

правильно вибрати товщину стінки. Через занадто тонку стінку квант пролетить безперешкодно, а в товстій стінці вибитий квантом електрон затримається і не дасть імпульсу в лічильник. Ефективність газорозрядних лічильників відносно γ -квантів не перевищує $1 \div 3\%$. Спеціально сконструйованими газорозрядними лічильниками можна реєструвати фотони дуже низьких енергій, ультрафіолетові, видимого спектра і навіть інфрачервоні. Для реєстрації фотонів від декількох десятків кеВ і вище більш ефективні розглянуті раніше люмінесцентні і напівпровідникові лічильники.

Лічильники Гейгера-Мюллера дешеві, конструктивно добре розроблені, винятково прості в експлуатації (великий імпульс). Тому вони широко використовуються в прикладній ядерній фізиці. Проте в самій ядерній фізиці ці лічильники витісняються більш досконалими методами реєстрації.

Таким чином, *переваги* лічильників визначаються такими характеристиками: а) *Ефективністю*, тобто відношенням (у відсотках) числа зареєстрованих частинок до повного числа частинок, що пролетіли через лічильник. б) *Розділювальний час* – час, за який повинні розділені дві частинки, що йдуть одна за одною, щоб вони не були пораховані за одну. Розділювальний час ча-

сто називають „мертвим” часом, підкреслюючи, що протягом цього часу лічильник не працює. в) *Роздільна спроможність* по енергії.

Контрольні питання та завдання

1. На основі яких співвідношень діють прискорювачі?
2. Які конструктивні особливості мають лінійні і циклічні прискорювачі?
3. Чим обумовлено вибір того або іншого типу прискорювача?
4. Який принцип роботи має камера Вільсона?
5. Які характеристики заряджених частинок можна отримувати при допомозі трекових камер?
6. В камері Вільсона, що знаходиться в магнітному полі і перегороджена твердою платівкою зареєстровано слід частинки, яка пересікла платівку (рис.3.14). В яку сторону рухається частинка? Який знак заряду частинки, якщо силові лінії магнітного поля направлені на нас?

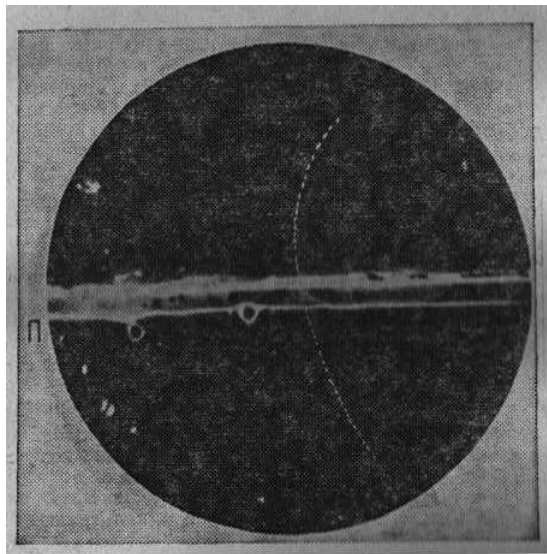


Рис. 3.14. Слід зарядженої частинки в камері Вільсона.

7. Поясніть принцип дії люмінесцентного лічильника.
8. За рахунок чого люмінесцентний лічильник має високу ефективність реєстрації як заряджених частинок так і γ -квантів?
9. Чому напівпровідникові лічильники не використовуються для виміру

частинок високих енергій?

10. Поясніть принцип роботи газорозрядного лічильника.

11. Дайте визначення термінам „мертвий час” і „ефективність” газорозрядного лічильника.

4. ЯДЕРНІ РЕАКЦІЇ

4.1. ТИПИ ЯДЕРНИХ РЕАКЦІЙ

Ядерною реакцією називається процес перебудови ядра, що супроводжується генерацією нових частинок. Ядерна реакція виникає під дією γ -випромінювання або в результаті взаємодії двох ядер або ядра і частинки при їх зближенні до відстаней, на яких починає проявлятися дія ядерних сил (10^{-13} см).

В лабораторних умовах ядерні реакції здійснюються в основному при бомбуванні ядер деякої речовини потоками заряджених частинок: α , β та ін. В результаті зіткнень з'являються нові частинки, перерозподіляється енергія та імпульси частинок.

В більшості випадків в ядерній реакції бере участь одна початкова пара (ядро-мішень A і бомбівна частинка a), і кінцева пара (ядро продукт B и частинка b). Зіткнення бомбівної частинки з ядром-мішенню може викликати різноманітні ефекти:

1. *Пружне розсіювання* - взаємодія, при якому частинка і ядро зберігають свою індивідуальність і відбувається тільки перерозподіл їх кінетичної енергії. Рух частинок після взаємодії підпорядковується законам пружного удару. Склад і внутрішня енергія ядра, так само як і вид частинки, при цьому не змінюються:



2. *Непружне розсіювання*. В цьому випадку вилітає частинка того ж виду, що і бомбівна, але кінцеве ядро утвориться в збудженому стані, що позначається зірочкою. Склад ядра при цьому також не змінюється:



3. *Ядерна реакція* - взаємодія, при якій змінюються внутрішні властивості і склад ядра-мішені і вилітає нова частинка:



тобто атомне ядро одного ізотопу переходить у ядро іншого ізотопу, Таким чином спостерігається перетворення ядер. Кожне з такого роду рівнянь визначає свій *канал реакції*.

Першу ядерну реакцію здійснив Е. Резерфорд у 1919 році



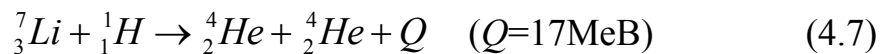
У 1932 році Дж. Чедвік вперше одержав нейтрони в реакції



У цьому ж році П. Кюрі і М. Кюрі вперше був отриманий радіоактивний ізоотоп



У 1932 році Дж. Кокрофт і Е. Уолтон за допомогою прискорених протонів спостерігали реакцію



Величина Q у реакції називається *енергією ядерної реакції* і чисельно дорівнює різниці енергії кінцевої і вихідної пари реакції.

Якщо $Q>0$ реакція називається *екзотермічною*, тобто реакцією, що йде з виділенням енергії.

Якщо $Q<0$, то реакція йде з поглинанням енергії і називається *ендотермічною*. Ендотермічні реакції здійснюються лише з деякої мінімальної (граничної) енергії частинки, що налітає на ядро.

Класифікація ядерних реакцій. В даний час відомо більш ніж 10000 ядерних реакцій, тому важливою стає *класифікація ядерних реакцій*. Ядерні реакції можна класифікувати

1. *По енергіях частинок, що беруть участь в ядерних реакціях*

а) Ядерні реакції при малих енергіях ($<1\text{keV}$). Це, в основному, реакції за участю нейтронів.

б) Реакції при середніх (від 1keV до 1MeV) енергіях, що проходять під дією нейтрино, а також заряджених частинок і γ -квантів.

в) Реакції при великих (від 1 до 100MeV і дуже великих ($>100\text{MeV}$) енер-

гіях. При таких енергіях відбувається дезинтеграція ядер на нуклони і народження елементарних частинок.

2) *Відповідно до природи частинок*, що викликають ядерні реакції:

а) реакції під дією нейтронів,

б) заряджених частинок (протонів, α -частинок, дейтронів) і багатозарядних іонів. У цьому випадку частинки повинні мати енергію, достатню для подолання кулонівського бар'єра.

в) реакції під дією γ -квантів.

Останні обумовлені електромагнітною, а не ядерною взаємодією, але їх також відносять до ядерних реакцій, оскільки вони призводять до перетворення ядер.

Ядерні реакції під дією тих або інших частинок у свою чергу поділяються на групи по виду частинок, що утворюються в ході ядерної реакції. Наприклад нейтронні реакції поділяються на реакції з випромінюванням α -частинок, протонів, дейтронів, γ -частинок.

3. Деякі ядерні реакції прийнято розділяти відповідно до *характеру перетворення*:

а) кулонівське перетворення ядра,

б) поділ ядер,

в) синтез ядер,

г) процеси множинного народження частинок.

4. Крім того, розділяють ядерні реакції *по виду ядер*, що беруть участь у ядерній реакції:

а) на легких ядрах ($A < 50$),

б) середніх ($50 < A < 100$),

в) важких ($A > 100$).

5. По тепловому ефекті: екзотермічні ($Q > 0$) і ендотермічні ($Q < 0$).

4.2. ПЕРЕРІЗ І ВИХІД ЯДЕРНИХ РЕАКЦІЙ

Для кількісного визначення властивостей ядерних реакцій необхідні якісь чисельні величини, що описують інтенсивність і інші характеристики реакції. При дослідженні ядерної реакції визначають ймовірність протікання її по різних каналах при різноманітних енергіях падаючих частинок — “*вихід*” даної реакції, *кутовий і енергетичний розподіл продуктів реакції*.

Ефективний переріз реакції σ виражає ймовірність виникнення даного перетворення за 1с при бомбуванні ядра потоком густиною в 1 частинку за 1с на 1см^2 . Якщо в мішені утримується N ядер і на неї падає потік I частинок на 1см^2 за t с, то відбувається σNI ядерних перетворень за 1с. Повний ефективний переріз являє собою суму перерізів процесів по всіх каналах:

$$\sigma = \sigma_b + \sigma_c + \dots \quad (4.8)$$

Важливою характеристикою реакції є залежність ефективного перерізу від енергії падаючої частинки:

$$\sigma = f(E) \quad (4.8).$$

Ці залежності називають *функціями збудження ядерної реакції*.

Ослаблення монохроматичного потоку падаючих частинок в тонкій мішені відбувається за законом

$$I = I_0 e^{-\sigma n} \quad (4.9)$$

де n —число атомів мішені в стовпчику з перерізом 1см^2 і висотою, що дорівнює товщині мішені l .

Якщо ρ - густина речовини мішені, то

$$n = l\rho \frac{6 \cdot 10^{23}}{A}. \quad (4.10)$$

В реальних фізичних експериментах не завжди вдасться безпосередньо вимірювати ефективний переріз. Безпосередньо вимірюваною величиною є *вихід реакції*. Вихід ядерної реакції B при даній енергії падаючих частинок є відношення числа актів реакції, що відбулися, до числа частинок, що впали на мішень, за умови, що на всі ядра мішені падає однаковий потік бомбівних частинок. Вихід можна розрахувати, якщо відомий ефективний переріз про-

цесу σ :

$$B = \frac{I_0 - I}{I_0} = \frac{I_0(1 - e^{-\sigma n})}{I_0} = 1 - e^{-\sigma n} \approx \sigma n \quad (4.11)$$

Для товстої мішені, в якій відбувається як зміна енергії, так і зменшення потоку частинок, вираз для виходу ядерних реакцій має більш складний вигляд.

4.3. ЗАКОНИ ЗБЕРІГАННЯ В ЯДЕРНИХ РЕАКЦІЯХ

Ядерна реакція типу $A+a \rightarrow B+b$ супроводжується перебудовою атомних ядер. Ця перебудова супроводжується глибокими змінами речовини, проте, деякі фізичні величини системи $A+a$ не змінюються, тобто мають місце закони зберігання. Ці закони подібні законам при перетворенні елементарних частинок.

Використовуються такі точні закони зберігання:

1) *Закон зберігання електричного заряду.* Як показують дослідження, в усіх без винятку ядерних реакціях сумарний електричний заряд частинок, що вступають в реакцію, дорівнює сумарному електричному заряду продуктів реакції:

$$\sum Z_i = \sum Z_k \quad (4.12)$$

2) В ядерних реакціях звичайного типу без утворення античастинок зберігається повне число нуклонів.

$$\sum A_i = \sum A_k \quad (4.13)$$

Закон зберігання числа нуклонів свідчить, наприклад, про те, що протон не може анігілювати з електроном, тобто забороняє процеси типу

$$p + e^- \rightarrow 2\gamma \quad (4.14)$$

Це визначає неможливість “анігіляції” атома водню і стабільність нашого світу. Проілюструємо перші два закони зберігання на прикладі декількох ядерних реакцій:

Реакція	Електричний заряд	Число нуклонів
${}_1^1p + {}_3^7Li \rightarrow {}_4^7Be + {}_0^1n$	$1+3=4+0$	$1+7=7+1$
${}_0^1n + {}_7^{14}N \rightarrow {}_6^{14}C + {}_1^1p$	$0+7=6+1$	$1+14=14+1$
$\gamma + {}_{13}^{27}Al \rightarrow {}_{12}^{26}Mg + {}_1^1p$	$0+13=12+1$	$0+27=26+1$
${}_1^2d + {}_1^3H \rightarrow {}_2^4He + {}_0^1n$	$1+1=2+0$	$2+3=4+1$

3) *Зберігання повної енергії*. Відомо, що в ізольованій системі зберігаються повна енергія і повний імпульс. Систему з двох ядерних частинок, що зіткнулися, можна вважати ізольованою (замкнутою), оскільки інші ядра речовини віддалені на відстань порядку 10^{-10} м, а розміри самих ядер малі (10^{-14} м).

Закон зберігання повної енергії для реакції типу

$$a + A \rightarrow b + B$$

може бути записаний у вигляді

$$m_a c^2 + M_A c^2 + T_a + T_A = m_b c^2 + M_B c^2 + T_b + T_B, \quad (4.15)$$

де $m_i c^2$ - енергії спокою частинки або ядра, T_i - їх кінетичні енергії.

Якщо позначити суму кінетичних енергій вихідного ядра і частинки, що налітає на ядро через $T_I = T_a + T_A$, а суму їх енергій спокою через

$$E_I = m_a c^2 + M_A c^2, \quad (4.16)$$

відповідно суму кінетичних енергій продуктів реакції як $T_2 = T_b + T_B$ та їх енергій спокою

$$E_2 = m_b c^2 + M_B c^2, \quad (4.17)$$

то співвідношення (4.15) запишеться у вигляді

$$E_I + T_I = E_2 + T_2; \quad (4.18)$$

4) *Зберігання імпульсу*. Закон зберігання імпульсу для реакції, що супроводжується випусканням частинки “b” ($a + A \rightarrow b + B$), має вигляд

$$\vec{p}_a + \vec{p}_A = \vec{p}_b + \vec{p}_B \quad (4.19)$$

Зазвичай передбачається, що мішень в спокої, тобто $p=0$;

5) *Зберігання моменту кількості руху*. При ядерній реакції зберігаються сумарний момент кількості руху взаємодіючих частинок (під частинками ми

тут розуміємо також ядра-мішені і відбою) і проекція його на обраний напрямок, наприклад,

$$\vec{I}_1 = \vec{i}_a + \vec{I}_A + \vec{l}_{aA} = \vec{i}_b + \vec{I}_B + \vec{l}_{bB} = \vec{I}_2 \quad (4.20)$$

де i_a, I_A, i_b, I_B - спини відповідних частинок і ядер; l_a, l_{bB} - орбітальні моменти відповідних пар частинок, що характеризують їх відносний рух. Застосування закону зберігання моменту кількості руху з урахуванням того, що вектори $(\vec{i}, \vec{I}, \dots)$ є квантово-механічними величинами, призводить до визначених правил добору.

Перераховані п'ять законів зберігання справедливі при неядерних перетвореннях типу радіоактивних розпадів (α - і β -розпади), а також у будь-яких взаємодіях між елементарними частинками.

Крім того, використовуються й інші закони зберігання:

6) При зневазі слабкими взаємодіями - *закон зберігання парності* хвильової функції. Закон зберігання парності виконується тільки в сильних і електромагнітних взаємодіях. Для ядерних реакцій того ж типу $a+A \rightarrow b+B$ закон зберігання парності записується у вигляді:

$$P_a P_A (-1)^{l_{aA}} = P_b P_B (-1)^{l_{bB}} \quad (4.21)$$

де P_a, P_A, P_b, P_B - внутрішні парності взаємодіючих частинок і ядер, що взаємодіють і утворюються, l_a, l_b - орбітальні моменти пар частинок (a, A) і (b, B) .

7) При зневазі електромагнітними взаємодіями - *закон зберігання ізотопічного спіну*. Тому що ядерні сили інваріантні стосовно обертання в ізотопічному просторі, тобто характер взаємодії не залежить від сорту нуклона. Ця властивість називається “ізотопічною інваріантністю” взаємодії. Проте вона не відноситься до електромагнітних взаємодій частинок і порушується, якщо їх враховувати. Ситуація тут аналогічна інваріантності взаємодії щодо обертання в звичайному тривимірному просторі, що призводить до закону зберігання моменту кількості руху.

Проекція ізотопічного спіну на вісь ζ , для ядра визначається виразом

$$T_\zeta = (Z-N)/2 \quad (4.22)$$

Отже, повне значення ізотопічного спіну може бути тільки більше цієї величини:

$$T > (Z-A)/2 \quad (4.23)$$

Дослідження по вивченню ядерних реакцій, обумовлених сильними взаємодіями, показує, що в них виконується закон зберігання ізотопічного спіну, що призводить до визначених правил добору по ізотопічному спіну. Так, α -частинка ($\tau=0$) може бути випущена ядром тільки в тому випадку, якщо його початковий і кінцевий стани мають однакові значення ізотопічного спіну. Використовуючись різноманітними законами зберігання, можна прогнозувати ряд характеристик ядерної реакції.

Тепло, що виділяється (або поглинається) внаслідок реакції може бути записане у виді

$$Q = \left(\sum_i m_{inoc} - \sum_k m_{kkin} \right) c^2 \quad (4.24)$$

4.4. МЕХАНІЗМИ ЯДЕРНИХ РЕАКЦІЙ

До теперішнього часу ще не створена завершена і цілком обґрунтована теорія ядерних реакцій. Тому протікання ядерних реакцій апроксимується різноманітними спрощеними механізмами або моделями, що, доповнюючи одна одну, задовільно описують головні характеристики процесів того або іншого типу і припускають проведення їх наближеного розрахунку. Наведемо лише основні моделі.

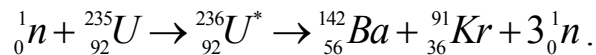
Механізм складового (компаунд) ядра Бора. Він базується на припущенні про те, що реакція протікає в дві стадії з утворенням проміжного збудженого ядра:



Другий етап реакції $C^* \rightarrow b + B$ аналогічний звичайному радіоактивному розпаду з тієї різницею, що в аналізованому випадку розпадається збуджене ядро.

За механізмом складового ядра протікає поділ важких ядер. Збуджене яд-

ро виникає при поглинанні ядром нейтрона. Якщо енергія збудження буде достатньою, відбувається поділ збудженого ядра



Механізм складового ядра припускає, що час протікання реакції значно більше характерного ядерного часу (часу прольоту частинки через ядро $\sim (10^{22} \div 10^{23})$ с).

Тип розпаду складового ядра залежить від енергії збудження, моменту кількості руху та інших характеристик, але не залежить від виду процесу, у якому воно утворилося. Це є найважливішою особливістю реакцій, що йдуть через складове ядро.

2. Механізм прямої ядерної взаємодії. Існують процеси, у яких взаємодія швидкого нуклона з ядром відбувається як зіткнення налітної частинки лише з одним-двома нуклонами ядра-мішені або як обмін якоюсь частинкою. В цих випадках утворення складового ядра не відбувається. Найпростішими прикладами реакцій такого виду є *реакції зриву*, при яких один нуклон бомбівного ядра дейтерію передається ядру-мішені, (наприклад, ${}_1^2\text{H} + {}_1^3\text{H} \rightarrow {}_2^4\text{He} + {}_0^1n$), а також *реакції підхоплення*, коли один нуклон ядра-мішені передається частинці, що пролітає (наприклад, ${}_1^1p + {}_3^8\text{Li} \rightarrow {}_3^7\text{Li} + {}_1^2\text{H}$). Такі реакції мають ряд особливостей.

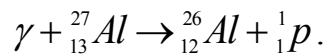
1. Енергетичний спектр випущених частинок не відповідає розподілу Максвелла, а спостерігається значно більше число частинок високих енергій.

2. Кутовий розподіл продуктів реакції в системі центру інерції має різку анізотропію “вперед-назад” щодо напрямку руху налітних частинок. Іноді при малих енергіях кутовий розподіл має максимум при кутах, що перевищують $\pi/2$, проте частіше він спостерігається на малих кутах.

3. Мають місце реакції “вибивання” з ядер складних частинок. При достатньо великих енергіях налітних частинок вибиваються такі фрагменти, як ядра Li , C і ін.

Прямі ядерні реакції спостерігаються в дуже широкому діапазоні енергій

практично на всіх ядрах і з усіма частинками, що використовуються для бомбування. До числа характерних прямих реакцій також можна віднести *пряме викидання протонів*, що виникає під дією γ –променів:



Механізм кулонівського збудження. У деяких процесах налітна заряджена частинка, взаємодіє з ядром тільки своїм електричним полем. Вже цього буває достатньо, щоб збудити ядро і викликати реакцію.

Механізм одиночного або множинного народження частинок. При надвисоких енергіях налітних частинок ($>10^9\text{eV}$), спостерігається множинне народження мезонів, а іноді і баріон-антибаріонних пар. Це явище відіграє істотну роль при взаємодії космічних променів з речовиною.

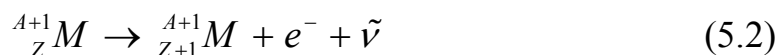
Контрольні питання та завдання

1. Дайте визначення терміну „канал реакції”.
2. Який фізичний сенс має ефективний переріз реакції?
3. Дайте означення терміну „вихід реакції”?
4. Які закони зберігання виконуються при α - і β -розпаді?
5. При зіткненні з протоном нейтрон втрачає в середньому половину своєї енергії. Визначте середню енергію нейтрона після n зіткнень з протонами.
6. Визначте середнє число зіткнень з протонами, необхідне для зменшення енергії нейтрона від 1MeV до 1eV.
7. В чому полягає механізм складового ядра?
8. Наведіть приклади реакцій, що протікають з утворенням складового ядра.
9. Поясніть механізм протікання реакцій прямої дії.
10. Наведіть приклади реакцій підхоплення і зриву.
11. Наведіть приклад реакції прямого викидання протонів.
12. В чому полягає механізм кулонівського збудження ядра.
13. За яких умов можливе множинне народження частинок.

5. ПОДІЛ І СИНТЕЗ ЯДЕР

5.1. ВІДКРИТТЯ ПОДІЛУ ЯДЕР

Протягом багатьох років (аж до 1938 року) у всіх дослідженнях по ядерних перетвореннях спостерігалися лише такі ядерні реакції, в яких ядромішень захоплює частинку і перетворюється в ядро ізоотопу сусіднього елемента (або того ж самого елемента). Але в 1938-1939 році була виявлена реакція нового типу - *реакція поділу* ядер урану. Дослідження були започатковані в 1934р. Е. Фермі. У цих дослідженнях майже всі елементи піддавалися бомбуванню повільними нейтронами, що дозволяло одержувати радіоактивні ізоотопи відповідно до реакцій:



Як очевидно звідси, заряд нового ядра був на одиницю більше вихідного. Заманливо було одержати невідомий у природі елемент із $Z=93$ при опроміненні нейтронами урану, що має $Z=92$. У радіоактивних продуктів, що утворилися, Е. Фермі виявив декілька періодів піврозпаду, причому хімічні властивості цих продуктів були такими, які повинні були б мати елементи періодичної системи, що знаходяться за ${}_{92}^{235}U$. Природно було віднести їх до нових трансуранових елементів. Ці дослідження викликали серед фізиків багато відзивів.

У 1938р. П. Кюрі і П. Савич виявили при опроміненні урану нову радіоактивну речовину з періодом піврозпаду 3,5години. Вона була віднесена теж до трансуранових елементів. Її осад був отриманий разом з лантаном ($Z=57$), що відігравав роль носія.

У тому ж 1938 р. О. Ган, Л. Мейтнер і Ф. Штрассман повторили цей експеримент, використовуючи в якості носія барій, і приписали отриману активність радію. Щоб остаточно переконатися в цьому, був проведений ретельний

радіохімічний аналіз, який показав, що це зовсім не радій, а його хімічний аналог з середини таблиці Менделєєва.

Цей несподіваний результат мав фундаментальне значення. Для його пояснення О. Фріш і Л. Мейтнер висловили гіпотезу, відповідно до якої при опроміненні урану нейтронами відбувається не утворення трансуранових елементів, а, навпаки, поділ ядер урану на два легких ядра-уламки з приблизно однаковими зарядами і масовими числами.

Було розраховано, що при поділі одного ядра U виділяється енергія $\approx 200 \text{ MeV}$. Ядра-уламки, що виникають внаслідок поділу, мають відношення $\frac{N}{Z}$ менше, ніж у вихідного ядра. Тому варто очікувати, що разом з осколками ядра повинні випромінюватися нейтрони. Дійсно, було встановлено, що в самому акті поділу виникають $2\div 3$ нейтрона.

Ця важлива обставина підштовхнула до створення ланцюгової ядерної реакції. У 1939р. Я. Зельдович і Ю. Харітон зробили перший правильний розрахунок ланцюгової ядерної реакції. У цьому ж році було встановлено, що під дією повільних нейтронів відбувається поділ лише ${}^{235}_{92}\text{U}$, процентна частка якого в природному урані складає лише 0,714%.

Теоретичні розрахунки були проведені Н. Бором і Дж. Уілером, а також Я. Френкелем. Ядро розглядалося як крапля ядерної рідини. Відповідно до проведених досліджень, спроможність ядер до поділу визначається співвідношенням сил електростатичного відштовхування протонів і сил поверхневого натягу, що стискають ядро.

У 1940 році Г. Флеровим і К. Петржаком був виявлений спонтанний поділ ізоотопу урану з періодом піврозпаду 10^{16} років. В теперішній час відомо більш 50 ізоотопів важких елементів, спроможних до спонтанного поділу.

5.2. ПРОЦЕСИ, ЩО СУПРОВОДЖУЮТЬ ПОДІЛ ЯДЕР

При поділі важкого ядра звільняється велика енергія. Цей висновок ви-

пливає з порівняння маси вихідного ядра M_U і мас ядер-уламків M_1 і M_2 :

$$Q=[M_U-(M_1+M_2)]c^2 \quad (5.3)$$

Переважає частина енергії, що виділяється, йде на повідомлення кінетичної енергії уламкам поділу $E_{ул}$. Це відбувається тому, що уламки, які утворилися внаслідок поділу, неминуче повинні розлетітися під дією кулонівських сил відштовхування з енергією

$$E_{кул} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\delta} \quad (5.4)$$

де $\delta = R_1 + R_2$ (R_1 і R_2 - радіуси ядер-осколків). Як відомо, $R = R_0 A^{1/3}$. Враховуючи те, що $Z_1 \cong Z_2 = \frac{92}{2} = 46$ і вважаючи, що $R_1 = R_2$, а $A_1 \cong A_2 = \frac{238}{2} = 119$, одержимо:

$$U_{кул} = \frac{(46)^2 \cdot (1,6 \cdot 10^{-19})^2}{4 \cdot 3,14 \cdot 8,85 \cdot 10^{-12} \cdot 2 \cdot 1,4 \cdot 10^{-15} \cdot 119^{1/3}} \approx 200 \text{ М е В } ,$$

тобто величина, близька до Q .

Частина енергії звільняється у вигляді β -активних уламків E_β

Частина енергії уноситься *загаяними* нейтронами E_n . У процесі β -перетворень ядер осколків можливо виникнення збудженого ядра, і якщо енергія збудження виявиться більше енергії зв'язку нейтрона в ядрі, то стає можливим виліт нейтрона з ядра-уламка. Час випромінювання таких нейтронів визначається періодом піврозпаду β -перетворень. Такі нейтрони одержали назву *загаяних нейтронів* (стосовно моменту поділу).

Таким чином, загальна енергія реакції поділу Q дорівнює:

$$Q = E_{ул} + E_\beta + E_n. \quad (5.5)$$

Для ${}^{235}_{92}\text{U}$ $E_{ул} = 180 \text{ М е В}$, $E_\beta = 20 \text{ М е В}$. Тоді як енергію β -перетворень можна виразити як суму

$$E_\beta = E_{\beta^-} + E_\gamma + E_{\bar{\nu}}. \quad (5.6)$$

5.3. ЕЛЕМЕНТАРНА ТЕОРІЯ ПОДІЛУ

Механізм поділу можна пояснити за допомогою *краплинної моделі ядра*. Можна вважати, що ядерні сили намагаються зберегти стабільність ядра так само, як сили поверхневого натягу намагаються утримати краплю рідини в стійкому стані. Ядро-мішень з'єднується з нейтроном, створює складове ядро, енергія збудження якого визначається сумою кінетичної енергії та енергії зв'язку нейтронів, що визволяються.

Тоді, в залежності від розміру енергії збудження, можливі два випадки. При малих енергіях збудження ядро буде виконувати коливання, у процесі яких форма ядра буде змінюватися від сферичної до еліптичної і навпаки.

При цьому роль пружної сили, що повертає еліпсоїд до початкової сферичної форми, будуть виконувати сили поверхневого натягу ядра.

Якщо ж енергія коливань стане достатньо великою, то процес коливань може пройти через критичну точку пружної деформації, після чого відновлення первинної форми стає неможливим. У цьому випадку, внаслідок дії великих кулонівських сил деформоване ядро буде розмежуватися все більше і більше.

При цьому процес можна умовно розділити на п'ять стадій: 1. *Куля*. 2. *Еліпсоїд*. 3. *Гантель*. 4. *2 грушоподібних уламки*. 5. *2 кулі* (рис.5.1,а). При цьому дія кулонівських сил стає настільки інтенсивною, що сили поверхневого натягу вже не можуть протистояти силам відштовхування частин ядра, і, починаючи з гантелеподібної форми, поверхневі сили навіть сприяють поділу ядра.

Таким чином, в процесі еліпсоїдальних деформацій ядра його енергія спочатку зростає, і при цьому утворюється енергетичний бар'єр, подібний бар'єру при α -розпаді (рис.5.1,б). Існування цього бар'єра робить процес поділу ядер малоймовірним навіть при його великій енергетичній вигоді ($E_{ул} > 0$). Висота бар'єра тим менше, чим менше вираз $(2E_{нов} - E_{кул})$, тобто чим менше відношення

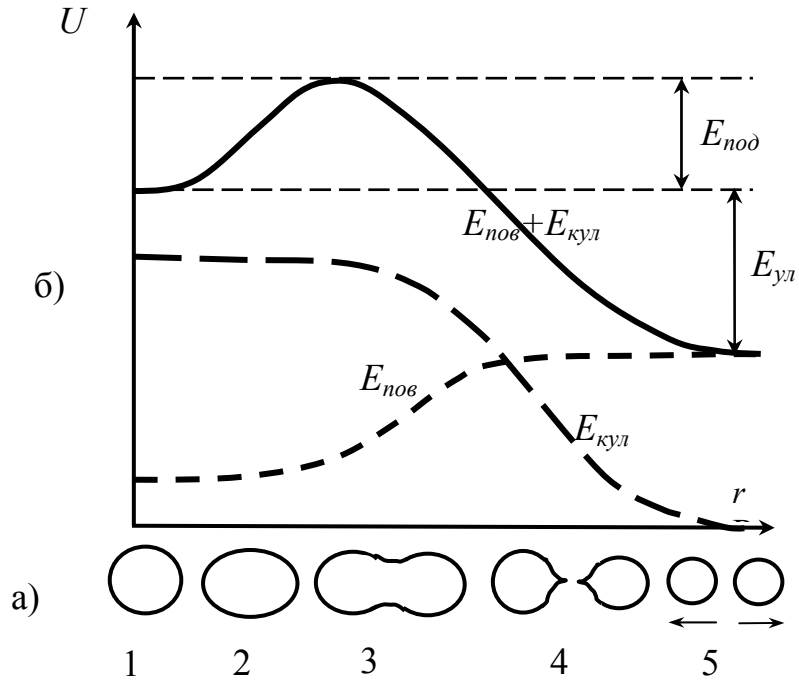


Рис.5.1. Залежність потенційної енергії ядра від середньої відстані між осколками (а) і краплинна модель ядра (б).

$$\frac{2E_{\text{нов}}}{E_{\text{кул}}} = \frac{2\beta A^{2/3}}{\gamma \frac{Z^2}{A^{1/3}}} = 2 \frac{\beta}{\gamma} \frac{A}{Z^2} \quad (5.7)$$

(β і γ – коефіцієнти з формули Вайцзеккера) або чим більше параметр $\frac{Z^2}{A}$, що називають *параметром поділу*. Чим він більше, тим легше відбувається поділ даного ядра. При $\frac{Z^2}{A} = 49$ ($2E_{\text{нов}} - E_{\text{кул}} = 0$, і $E_{\text{нод}} = 0$). Поділ такого ядра ($Z \approx 120$) повинен відбуватися спонтанно за час порядку ядерного (10^{-22} с).

При $\frac{Z^2}{A} < 49$ $E_{\text{нод}} \neq 0$ і спонтанний поділ ядра може відбуватися тільки внаслідок *тунелювання* (як при α -розпаді). При цьому, чим менше величина $\frac{Z^2}{A}$, тим менше ймовірність поділу. Так, спонтанний поділ ${}^{235}_{92}\text{U}$ ($\frac{Z^2}{A} = 36$)

відбувається з дуже малою ймовірністю, тобто дуже повільно.

Для того, щоб прискорити поділ ядра з $\frac{Z^2}{A} < 49$, в ядро необхідно внести енергію збудження, що перевищує $E_{\text{под}}$, наприклад, опромінюючи γ -променями з $E_\gamma > E_{\text{под}}$.

Якщо поділ ядра обумовлено нейтронами, умова виникнення ядерної реакції запишеться у вигляді

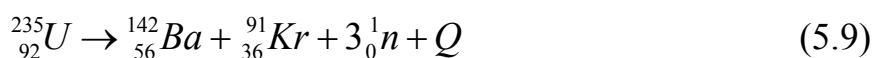
$$E_{\text{зб}} = \varepsilon_n + E_n' > E_{\text{под}} \quad (5.8)$$

де $E_{\text{зб}}$ - енергія збудження ядерної реакції, ε_n - енергія зв'язку нейтрона в ядрі, E_n' - відносна енергія нейтрона і ядра.

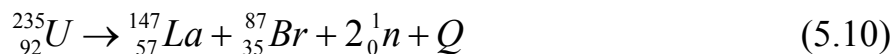
Розглянута теорія, навіть у такій спрощеній формі, задовільно описує цілий ряд закономірностей поділу, а також може пояснити нові явища, наприклад, спонтанний поділ ядра, особливості поділу зі швидкими нейтронами та ін.

Але теорія має ряд недоліків: вона не спроможна пояснити одну з головних особливостей поділу - різку асиметрію уламків по масах (по ідеї, вони повинні бути симетричними).

При поділі виникають уламки з масами в співвідношенні 3:2. Ядра-продукти можуть бути різноманітними, їх відомо більш 200 видів. Наприклад:



або



Ядра-уламки, що виникають при поділі, також виявляються радіоактивними. Це обумовлено тим, що вони мають великий надлишок нейтронів у порівнянні з відповідними ядрами стабільних ізотопів. Такі ядра-уламки шляхом β -перетворень зменшують надлишок нейтронів і перетворюються в стабільні ядра. Реакції поділу можуть відбуватися по різноманітних каналах. Це означає, що масове число і заряди уламків одержують різноманітні зна-

чення.

5.4. ЛАНЦЮГОВА ЯДЕРНА РЕАКЦІЯ

Ланцюгова ядерна реакція - це процес, при якому замість одного активно-го елемента виникають мінімум два нових. Для підтримки ланцюгової реакції немає необхідності, щоб кожний нейтрон, що утворюється при поділі, викликав повторний поділ. Мінімальна умова полягає лише в тому, щоб *при поділі кожного ядра виникав принаймні хоча б один нейтрон, який би викликав поділ такого ядра.*

Отримання ланцюгової ядерної реакції стало можливим з відкриттям поділу ядер урану і деяких інших важких елементів. При цьому враховувалися два важливих чинники:

1) При поділі ядра виділяється величезна енергія $\approx 200 \text{ MeV}$.

2) Поділ ядер супроводжується виникненням вторинних нейтронів ($2 \div 3 \frac{1}{0}n$ у кожному акті поділу). Ці вторинні нейтрони можуть за певних умов бути використані для поділу таких ядер.

Ядерна реакція поділу важких ядер під дією нейтронів, внаслідок якої число нейтронів збільшується, і тому може виникнути самопідтримний процес поділу інших ядер U , називається **ланцюговою ядерною** реакцією.

Такі реакції *екзотермічні*. Наприклад, при поділі всіх ядер, що утримуються в 1 кг урану ($2,55 \cdot 10^{24}$ ядер), звільняється енергія

$$200 \cdot 2,55 \cdot 10^{24} = 5,1 \cdot 10^{26} \text{ MeV}$$

Така енергія виділяється при згоранні 1800 т бензину або 2500 т вугілля.

Коефіцієнт розмноження нейтронів. Мінімальну умову виникнення ланцюгової реакції зручно виразити за допомогою *коефіцієнта розмноження нейтронів* або *коефіцієнта відтворення системи*, що обумовлює відношення числа нейтронів, які викликали поділ у даній ланці реакції до числа нейтронів, що викликали поділ у попередній ланці:

$$k = \frac{n_i}{n_{i-1}} \quad (5.11)$$

Якщо $k \geq 1$, має місце самопідтримний ланцюговий процес.

Система, для якої $k_n = 1$ називається *критичною системою*, у ній ланцюгова реакція йде зі сталою швидкістю.

Якщо $k > 1$, то система називається *надкритичною*; і при цьому процес розвивається в геометричній прогресії; його інтенсивність різко зростає і відбувається ядерний вибух.

Якщо $k < 1$, система називається *підкритичною*: ланцюгова реакція в ній загасає.

Розмір k для природного урану (суміші ${}^{238}_{92}\text{U}$ і ${}^{235}_{92}\text{U}$ у співвідношенні 170:1) без сповільнювача нейтронів менше 1, і система при будь-яких розмірах та формі підкритична, і тому за таких умов ланцюгова ядерна реакція не може йти.

Формула чотирьох співмножників. Визначимо, від яких чинників залежить k для системи, що складається з природної суміші ізотопів U і сповільнювача. Уявимо коефіцієнт розмноження у вигляді двох співмножників, один з яких визначається властивістю матеріалу, а інший залежить від геометрії системи:

$$k = k_{\infty} \chi \quad (5.12)$$

Перший співмножник називається коефіцієнтом розмноження нескінченного середовища і позначається k_{∞} . Він не враховує витік нейтронів із системи. χ - ймовірність того, що нейтрон уникне витоку, тобто залишиться в системі кінцевих розмірів. Її значення залежить від геометрії системи.

k_{∞} може бути поданий як добуток чотирьох співмножників:

$$k_{\infty} = \nu \epsilon p f \quad (5.13)$$

Цей вираз зветься *формулою чотирьох співмножників*. У цій формулі ν - характеризує середнє число вторинних нейтронів при захопленні ядром ${}^{235}_{92}\text{U}$ одного теплового нейтрона.

p - ймовірність для нейтрона уникнути резонансного захоплення в процесі сповільнення.

f - коефіцієнт використання теплових нейтронів, що захоплені ядрами речовини, де відбувається поділ.

Добуток $\nu \cdot p \cdot f$ виражає кількість нейтронів, що виникають в аналізованому поколінні в результаті поділів, викликаних тепловими нейтронами. В дійсності k_{∞} буває більшим, ніж $\nu \cdot p \cdot f$. Це пояснюється тим, що частина нейтронів ще до уповільнення захоплюється ядрами ${}^{235}_{92}\text{U}$ і ${}^{238}_{92}\text{U}$, що викликає додаткове число поділів швидкими нейтронами.

Множник ε - це *коефіцієнт розмноження на швидких нейтронах*. Зазвичай $\varepsilon > 1$; $\nu > 1$; $p < 1$; $f < 1$.

Для підтримування ланцюгової реакції необхідно, щоб p і f мали можливо великі значення. Ці величини взаємозалежні. Збільшення однієї з них веде - до зменшення іншої. Для того, щоб збільшити множник p , тобто зменшити резонансне поглинання нейтронів ядрами ${}^{235}_{92}\text{U}$ використовується сповільнювач нейтронів. Якщо багато сповільнювача, то збільшується ймовірність нейтрону уникнути резонансного захоплення p , але при цьому збільшується частина теплових нейтронів, що поглинаються самим сповільнювачем, тобто зменшується f . Необхідно, щоб система мала такий склад і розташування, що дають максимум добутку pf .

Значення ε можна збільшити за рахунок збагачення природної суміші ізотопів ураном-235.

Якщо використовувати сповільнювач з малим коефіцієнтом поглинання нейтронів, можна також домогтися того, щоб було $f \approx 1$.

Відомо, що ефективний переріз σ поділу ядер ${}^{235}_{92}\text{U}$ тепловими нейтронами має величину $\sim 5 \cdot 10^{-24} \text{ м}^2$ (їх енергія становить $\sim 0,025 \text{ eV}$). З ростом енергії переріз зменшується за законом $\frac{1}{v}$. Тому вторинні нейтрони, що виникають при поділі ядер ${}^{235}_{92}\text{U}$ доцільно уповільнювати до теплових енергій. Проте в

енергетичному інтервалі від 7 до 10000eV лежить ряд резонансних максимумів радіаційного захоплення ядрами ${}^{238}_{92}\text{U}$ без наступного поділу



При цьому нейтрони будуть сильно поглинатися ядрами ${}^{238}_{92}\text{U}$. Поділ не відбудеться і ланцюговий процес буде не розширюватися, а загасати.

Для того, щоб зменшити поглинання нейтронів ядрами, уран розподіляється в реакторі у вигляді окремих блоків, простір між якими заповнюється сповільнювачем нейтронів. При такій конфігурації велика частина швидких нейтронів сповільнюється до теплових енергій вдалині від урану.

Сповільнювачем може бути речовина, збагачена протонами, наприклад водень. Найбільш успішно використовуваним сповільнювачем є графіт ${}^{12}_6\text{C}$, позитивною рисою якого є дешевизна і той факт, що він практично не поглинає нейтронів.

Впливаючи відповідними засобами на ε , p , f і χ , можна домогтися ситуації, коли $k \geq 1$.

5.5. ЯДЕРНІ РЕАКТОРИ

Пристрій, у якому здійснюється керований ланцюговий процес поділу атомних ядер важких елементів, називається *ядерним реактором*.

Як відзначалося раніше, при поділі звільняється енергія біля 200MeV на ядро урану.

Якщо порівняти цю цифру з тепловим ефектом хімічних реакцій, наприклад, згоряння вугілля $\text{C} + \text{O}_2 \rightarrow \text{CO}_2$, при якому виділяється приблизно 4eV на один атом вуглецю, то можна зауважити, що реакція поділу приблизно в мільйон раз ефективніше реакції горіння.

Це твердження правильно, якщо реакцію поділу можна провести в макроскопічному масштабі. Це можна зробити завдяки ланцюговому характеру реакції поділу. Можливість ланцюгової реакції впливає з того факту, що

при кожному поділі ядра виникають ще $2\div 3$ нейтрона, які можуть викликати поділ, і реакція буде розвиватися в макроскопічному масштабі.

Ядерні реактори мають активну зону, у якій знаходиться ядерне пальне і сповільнювач. В активній зоні протікає самопідтримний ланцюговий процес поділу ядер. Розміри і наявність меж активної зони істотно впливають на баланс нейтронів у ланцюговому процесі.

Число нейтронів, що виникають в активній зоні, пропорційно її об'єму, тоді як число нейтронів, що покидають зону, пропорційно площі її поверхні. Тому при дуже малому розмірі реактора число нейтронів, що покидають зону, буде настільки відносно великим, що ланцюговий процес не зможе протікати. Об'єм або маса реактора, при якій досягається критичний режим ($k=1$), зветься *критичним об'ємом* (або *критичною масою*) реактора.

Для зменшення втрати нейтронів, що приймають участь у реакції, активна зона зазвичай оточується шаром матеріалу, що неспроможний до поділу, але спроможний відбивати нейтрони - *відбивач нейтронів*. Для відбивання використовуються ті ж самі матеріали, що і для сповільнення: графіт, важка вода (D_2O) і т.п. Вдасться сконструювати відбивачі, що повертають в активну зону до 90% нейтронів. Це призводить до збільшення потоку нейтронів в активній зоні і до збільшення знімання потужності з одиниці маси речовини, що приймає участь у поділі.

Реактори - складні в технічному і технологічному відношенні установки, що характеризуються цілим рядом ознак:

- *Діапазон енергій нейтронів*, у якому здійснюється основна частина поділу ядер: реактори на теплових, швидких і проміжних нейтронах.

- *Ядерне пальне* ($^{235}_{92}U$, $^{239}_{94}Pu$, $^{233}_{92}U$), зазвичай змішане з $^{238}_{92}U$, і сировиною для відтворення пального ($^{238}_{92}U$ або $^{232}_{90}Th$).

- *Тип сповільнювача* (у реакторах на теплових нейтронах H_2O , D_2O , графіт, берилій).

- *Режим роботи* - неперервний і імпульсний.

Реактор на теплових нейтронах являє собою графітовий циліндр, уз-

довж якого зроблені отвори (рис.5.2, 5.3). У ці отвори можуть поміщатися стрижні з U або Cd .

Система підбирається таким чином, щоб при цілком опущених уранових стрижнях – ТВЕЛх (тепловиділяючий елемент) і кадмієвих стрижнях коефіцієнт розмноження нейтронів повинний бути менше 1, і ланцюговий процес не відбувається.

Для пуску реактора кадмієві стрижні піднімаються доти, поки k не наблизиться до 1 і не почнеться розігрів блока. При досягненні заданої температури реактор входить в робочий режим і видає енергію. Оскільки кожний реактор є потужним джерелом вторинних частинок, його оточують масивним радіаційним захистом, що послабляє потік нейтронів і γ -випромінювання. Керування роботою реактора завжди дистанційне і регулюється з винесеного пульта.

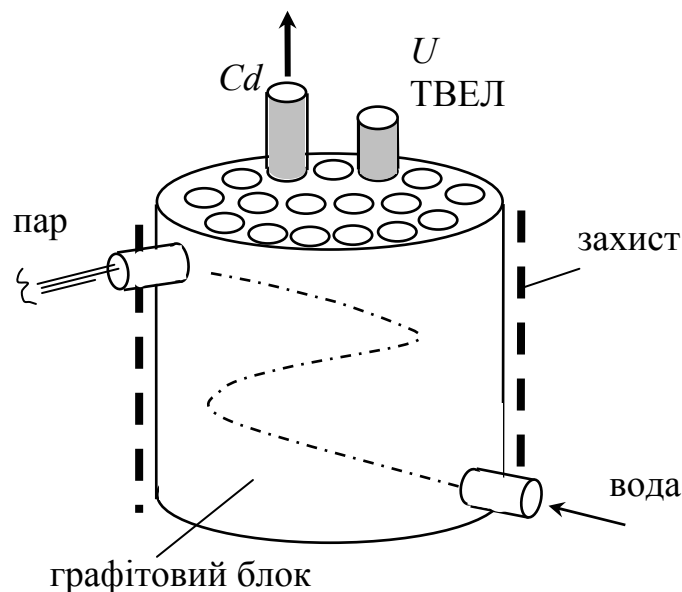


Рис.5.2. Схематичний устрій ядерного реактору.

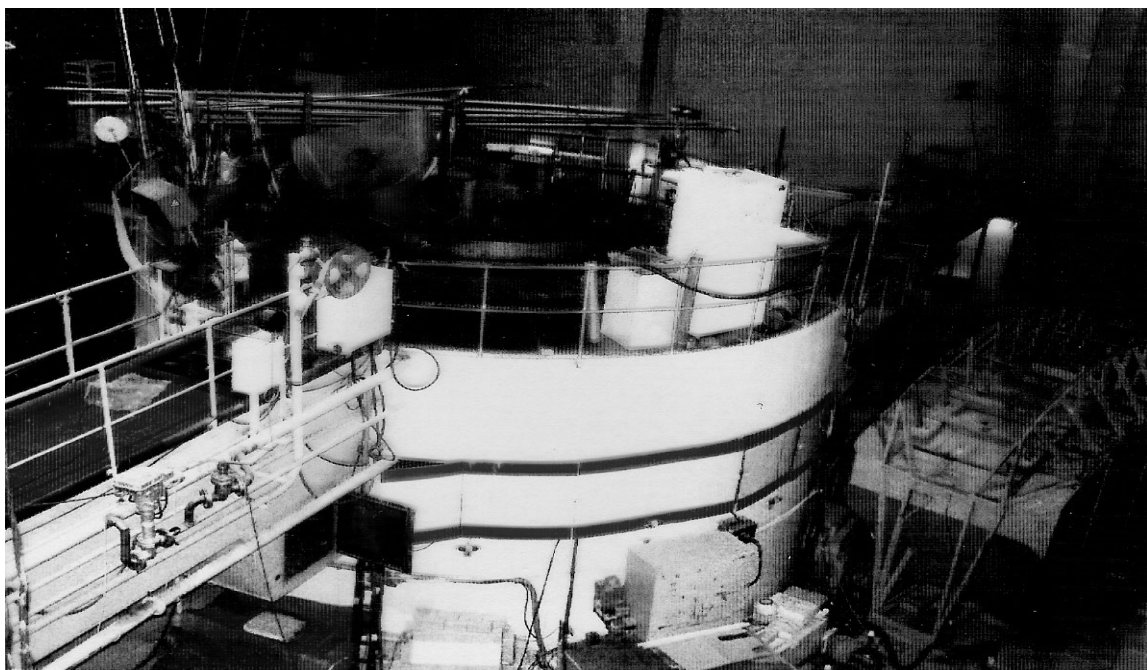


Рис. 5.3. Дослідницький реактор ВВР-М потужністю 10МВт з максимальним потоком нейтронів в активній зоні до $1,2 \cdot 10^{14} \text{ н/см}^2 \cdot \text{с}$.

Реактори на швидких нейтронах, на відміну від реакторів на теплових нейтронах, мають ряд особливостей:

1) До якості очищення палива не подається високих вимог збагачення, тому, що перерізи захоплення швидких нейтронів невисокі.

2) Критична маса палива істотно більше, ніж у реакторі на теплових нейтронах. Внаслідок цього, питома потужність виявляється приблизно в 5разів меншою.

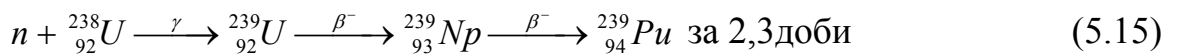
3) Але в реакторах на швидких нейтронах не потрібен сповільнювач, і критична маса всієї активної зони мала. Її об'єм доходить до десятих долей літра замість кубометрів в теплових реакторах (на повільних нейтронах). Густина енерговиділення в реакторах на швидких нейтронах досягає величезних значень $\sim 0,5 \text{ кВт/см}^3$.

4) Керування реактором на швидких нейтронах істотно ускладнюється, тому що нейтрони слабо поглинаються речовиною.

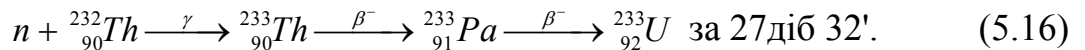
Таким чином, експлуатація реактора на швидких нейтронах пов'язана з істотними труднощами. Але реактори на швидких нейтронах є найбільше перспективними. Справа в тому, що в природному вигляді на Землі існує одне ядерне паливо: ізоотп ${}^{235}_{92}\text{U}$. Його запаси мають таку ж кількість, що і органічне паливо, тобто порівняно невеликі.

У той же час за допомогою реакторів на швидких нейтронах можна одночасно з виробництвом електроенергії реалізувати розширене відтворення ядерного пального. Подібні установки називаються *реакторами-розмножувачами*, або *брідерами* (від англійського *breed* - *рости, розмножуватися*).

В цих реакторах використовуються процеси радіаційного захоплення нейтронів, шкідливі з погляду протікання самої реакції, але корисні у відношенні одержання нових цінних ізоотпів. Основними є тут перетворення „інертних” ${}^{238}_{92}\text{U}$ і ${}^{232}_{90}\text{Th}$ в „активні” ${}^{239}_{94}\text{Pu}$ і ${}^{233}_{92}\text{U}$



та



За рахунок цих реакцій і реалізується розширене відтворення ядерного пального, головним чином, ${}^{233}_{92}\text{U}$.

Важливою характеристикою брідера є *час подвоєння*, за який кількість пального в реакторі зростає у 2рази. Розрахунки показують, що реальний час подвоєння ~ 10 років.

Атомна (ядерна) бомба - теж реактор на швидких нейтронах, але в такому реакторі протікає некерований процес поділу вибухового типу. „Паливо” ${}^{239}_{94}\text{Pu}$ або ${}^{233}_{92}\text{U}$.

Процес вибухового типу можливий лише при досягненні визначених (критичних) розмірів (точніше - критичної маси) ядерної вибухової речовини.

Критична маса для ізоотопів ${}^{235}_{92}\text{U}$, ${}^{239}_{94}\text{Pu}$, ${}^{233}_{92}\text{U}$ має величину порядку 3кг і може бути подана у вигляді кулі радіусом 4÷6см при густині $\rho_{\text{Pu}}=18\text{г/см}^3$. Величина критичної маси може бути зменшена, якщо ядерний заряд бомби оточити оболонкою, яка відбиває нейтрони, і істотно зменшує розміри критичної маси.

Ядерний запас атомної бомби (рис.5.4) поміщається в міцну металеву

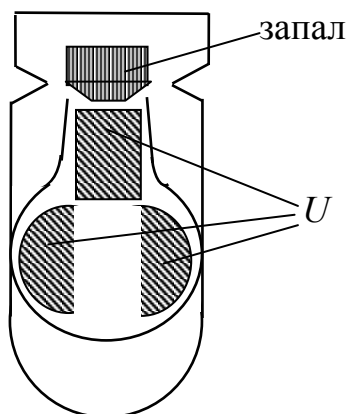


Рис. 5.4. Блок-схема ядерної бомби.

оболонку, виготовлену з тугоплавкої речовини. Оболонка, що слабо поглинає нейтрони, виконує також роль відбивача останніх.

До вибуху ядерний заряд бомби розділений на декілька частин (2÷3), маса кожної з них менше критичної. Як тільки окремі частини ядерного заряду (за допомогою вибуху звичайної вибухівки) з'єднуються в масу, більшу критичної,

миттєво починається ланцюговий процес - ядерний вибух. Перші нейтрони виникають від космічного випромінювання, або від спонтанного поділу U .

Час від початку протікання ланцюгової ядерної реакції до моменту вибуху складає мікросекунди.

5.6. ТЕРМОЯДЕРНИЙ СИНТЕЗ

Ядерна енергія може звільнятися не тільки при поділі, але також і при синтезі легких ядер у більш важкі. З кривої залежності питомої енергії зв'язку від масового числа $\varepsilon(A)$ (рис.1.1) очевидно, що енергія зв'язку нуклона в найбільш легких ядрах, так само як і в найбільш важких менше, ніж у ядрах з проміжними масовими числами. Іншими словами, сума мас легких ядер більша маси середнього ядра, утвореного при їх злитті. Отже, з'єднання декількох легких ядер в одне більш важке ядро повинне також призводити до

звільнення енергії:

$$Q = (M_1 + M_2 - M_{\text{я}})c^2 \quad (5.17)$$

де M_1 і M_2 - маси ядер, що зливаються, $M_{\text{я}}$ - маса утвореного ядра.

Причому, як показує крутість підйому кривої $\varepsilon(A)$, у таких реакціях синтезу повинно виділятися істотно більше енергії на один нуклон $\frac{Q}{A}$, ніж в реакціях поділу. Якщо при поділі виділяється енергія порядку 1MeV на нуклон, то реакція синтезу, наприклад реакція між дейтерієм і тритієм



йде з виділенням енергії 3,5MeV на один нуклон.

Основною перепорою до протікання реакції синтезу є наявність кулонівського бар'єру, який повинні подолати ядра для того, щоб зблизитися до відстаней на яких ядра вступають в сильну взаємодію.

Розмір бар'єра можна визначити за формулою

$$U_{\text{Б}} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} \quad (5.19)$$

Z_1, Z_2 - заряди ядер, що вступають у взаємодію, $r=R_1+R_2$ - сума радіусів цих ядер. Для типових реакцій синтезу розмір бар'єра складає десятки і сотні кеВ. Тому реально брати участь у реакціях синтезу можуть ядра з достатньо високими кінетичними енергіями. Одержати такі енергії можна шляхом розігріву реагентів до дуже високих температур.

Реакції синтезу ядер називаються *термоядерними*, оскільки вони можуть здійснюватися тільки при дуже високих температурах.

Якщо необхідна температура буде розвиватися в самому процесі синтезу, то реакція може бути *самопідтримною*. Її достатньо „запустити”, потім вона буде йти самостійно, подібно до ланцюгової реакції поділу.

Завдяки перерахованим вище причинам термоядерні реакції інтенсивно протікають у Всесвіті, виступають джерелом енергії Сонця та інших зірок.

Великий вміст водню і гелію в хромосфері Сонця дав підставу для припущення, що водень у зірках перетворюється в гелій. Утворення ядер гелію з чотирьох ядер водню супроводжується виділенням великої кількості енергії, достатньої для збереження величезних температур, при яких протікає синтез. Це дозволяє пояснити можливість протікання на Сонці реакцій синтезу, незважаючи на те, що теплова енергія частинок менша висоти кулонівського бар'єра.

Водневий цикл протікає всередині Сонця. Починається він з того, що два протони об'єднуються та утворюють ядро дейтерію



Можливість цієї реакції впливає з наступного. Хоча вільний протон не може розпастися відповідно до рівняння $p \rightarrow n + e^+ + \nu$, і дати нейтрон, необхідний для утворення дейтрона, але в цілому реакція об'єднання протонів дає достатній надлишок енергії (за рахунок енергії зв'язку випущеного дейтрона), і становить 2,23 MeV. Тому і відбувається своєрідний механізм β^+ -розпаду „на льоту”. Потім вже протони і нейтрони утворюють 2_1H . Ймовірність такого процесу дуже мала, але достатня для його протікання.

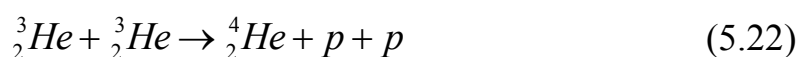
У теоретичній астрофізиці при описі термоядерних реакцій нерідко користуються поняттям *середнього часу життя частинки* стосовно тієї або іншої реакції. Цей час називають також *часом реакції*. Він залежить від температури і густини речовини.

Час життя протона щодо реакції об'єднання становить приблизно 14 млрд. років. Дейтрон, що утворився в реакції, практично миттєво вступає у взаємодію з воднем, і йде реакція



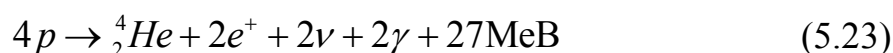
Середній час життя утвореного ядра дейтерію відносно цієї реакції становить 6с.

Після того як у зірці накопичиться достатня кількість легкого ізотопу 3_2He , може відбутися третя, остання, реакція водневого циклу:



Час цієї реакції має порядок мільйона років.

Цикл закінчується утворенням звичайного ядра гелію і двох вільних протонів, що можуть дати початок новому циклу. Загальний результат усіх трьох реакцій можна висловити рівнянням:



Можна вважати, що водневий цикл є основним джерелом енергії на ранніх стадіях розвитку зірки, оскільки він може протікати при досить низьких температурах ~ 10 млн. градусів. При більш високих температурах, коли в зірці накопичиться помітна кількість гелію, у результаті приєднання нових нуклонів повинно початися утворення елементів з великими атомними масами.

Вуглецево-азотний цикл стає можливим при наявності в зірці вуглецю і при $T > 15 \cdot 10^6 \text{ K}$ (Таблиця. 5.1).

Таблиця 5.1

Реакція	Q^* , MeV	τ (час протікання реакції)
$p + {}^{12}_6\text{C} \rightarrow {}^{13}_7\text{N} + \gamma$	1,95	$1,3 \cdot 10^7$ років
${}^{13}_7\text{N} \rightarrow {}^{13}_6\text{C} + e^+ + \nu$	1,5+(0,72)	7,0 хвилин
$p + {}^{13}_6\text{C} \rightarrow {}^{14}_7\text{N} + \gamma$	7,54	$2,7 \cdot 10^6$ років
$p + {}^{14}_7\text{N} \rightarrow {}^{15}_8\text{O} + \gamma$	7,35	$3,2 \cdot 10^8$ років
${}^{15}_8\text{O} \rightarrow {}^{15}_7\text{N} + e^+ + \nu$	1,73+(0,98)	82 с
$p + {}^{15}_7\text{N} \rightarrow {}^{12}_6\text{C} + {}^4_2\text{He} + \gamma$	4,96	$1,1 \cdot 10^5$ років
Разом: $4p \rightarrow {}^4_2\text{He} + 2e^+ + 3\gamma + 2\nu$	25,03 4+(1,70)	

очевидно, що результат усіх цих реакцій в остаточному підсумку той же, що і при водневому циклі. Поведінка ядра вуглецю в цьому випадку дуже схожа на поведінку каталізаторів, що зберігаються після завершення циклу в хімічних реакціях.

В умовах Сонця внески обох циклів у енерговиділення приблизно одна-

кові. У менш яскравих зірках переважає водневий, а в більш яскравих – вуглецевий цикл.

Слід зазначити, що питоме енерговиділення q у зіркових термоядерних реакціях дуже мало за земними мірками. Так, для Сонця воно складає $\sim 10^{-4}$ Дж/г, що в 400000 разів менше ніж енерговиділення в живому організмі в процесі обміну речовин. Проте, внаслідок величезної маси Сонця $\sim 2 \cdot 10^{34}$ кг, повна потужність випромінювання колосальна. Вона складає $4 \cdot 10^{26}$ Вт. Внаслідок випромінювання маса Сонця щосекунди зменшується на 4,3 млн. тон, тобто на $2 \cdot 10^{-19}\%$. Водню, що знаходиться на Сонці достатньо, щоб при незмінній швидкості процес енерговиділення йшов 30 млн. років.

В земних умовах реакції синтезу реалізуються поки лише тільки у формі термоядерних вибухів. Для протікання термоядерної реакції необхідно виконання двох умов:

1. Створити високу температуру $\sim 10^7$ К.
2. Забезпечити умови, при яких кількість енергії, що виділяється при протіканні термоядерної реакції була б більше усіх видів втрат.

Проте реакції вуглецевого і водневого циклу йдуть занадто повільно, щоб їх практично можна було використовувати. Тому важливо опанувати іншими ядерними реакціями за участю легких ядер. Найбільші надії, очевидно, можуть бути пов'язані з трьома реакціями, у яких беруть участь ізотопи водню – дейтерій і тритій:



Дві перші реакції при однаковій температурі йдуть приблизно з рівними швидкостями, швидкість третьої реакції при еквівалентних концентраціях приблизно в 100 разів більше.

При порівнянні мінімальних температур, при яких реакції будуть самопідтримні, потрібно враховувати також енергію, що втрачається за рахунок випромінювання, виходу нейтронів і ін. Розрахунки показали, що мінімальна температура, при якій реакції ${}^2_1\text{H} + {}^2_1\text{H}$ (*dd*) підтримуються без втручання ззовні, дорівнює приблизно 350 млн. град., для реакцій ${}^2_1\text{H} + {}^3_1\text{H}$ (*dt*) вона нижче, але все одно складає приблизно 60 млн. градусів.

Можливість здійснення реакції синтезу й одержання в такий спосіб нового джерела енергії для мирних цілей являє собою проблему, що приваблює величезну увагу вчених і інженерів. Термоядерні установки на реакціях синтезу (*dd*) і (*dt*) у випадку їх здійснення мали б ряд переваг над реакторами, що використовують поділ важких ядер.

По-перше, існує практично невичерпне джерело дешевого пального - дейтерій, що міститься у воді океанів. По-друге, при термоядерних реакціях не утворюються радіоактивні ядра, як при реакції поділу. Енергія, що можна одержати в результаті утворення 1г гелію, дорівнює приблизно $2 \cdot 10^5$ кВт·г, тобто в 10 разів більше, ніж енергія, що виділяється при поділі 1г урану.

При розв'язанні проблеми синтезу виникає питання, якою повинна бути концентрація газу (число ядер плазми в 1см^3). Межа можливої концентрації газу, очевидно, знаходиться по величині максимального тиску, що можуть витримати стінки термоядерного реактора. Якщо, наприклад, прийняти $n=10^{24}$ частинок/ м^3 , то тиск

$$p = nkT \approx 10^{24} \cdot 1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 10^8 \approx 10^9 \frac{\text{Н}}{\text{м}^2}$$

Отже, треба брати розріджений газ (у повітрі $n=3 \cdot 10^{28}$ частинок/ м^3).

Таким чином, перед фізиками й інженерами постає задача: одержати високі температури (10^8K) і утримати розігріту плазму протягом тривалого часу в заданому об'ємі.

5.7. УМОВА ВИНИКНЕННЯ САМОПІДТРИМНОЇ ТЕРМОЯДЕРНОЇ РЕАКЦІЇ. КРИТЕРІЙ ЛОУСОНА

Втрати енергії в термоядерному реакторі. Крім виділення енергії будуть відбуватися також її втрати: енергія буде виноситися з активної зони реактора електромагнітним випромінюванням плазми і потоком частинок, що покидають реактор. Електромагнітне випромінювання виникає при гальмуванні електронів при їх зіткненнях з ядрами. Тому потужність з одиниці об'єму також пропорційна n^2 і може бути подана у вигляді $P_{\text{випр}} = f_{\text{випр}}(T)n^2$. Вид функції $f_{\text{випр}}(T)$ може бути знайдений теоретично.

Для визначення енергетичної потужності потоку частинок, що виходять з одиничного об'єму, вводиться поняття *середнього часу утримання* τ плазми в активній зоні реактора. Так називається проміжок часу, протягом якого за одиницю часу з одиниці об'єму плазми вилітає n/τ частинок кожного знаку. Це єдиний феноменологічний параметр, що характеризує термоядерний реактор. Тому умова, що буде одержана нижче з закону зберігання енергії, цілком не залежить від індивідуальних особливостей термоядерного реактора, а повинна виконуватися для реактора будь-якого типу. Через проміжок часу τ можна виразити енергетичну потужність p_q потоку частинок, що вилітають з одиниці об'єму плазми. Кінетична енергія частинок в одиниці об'єму плазми дорівнює $2(3/2)nkT = 3nkT$ (половина енергії припадає на ядра, а інша половина - на електрони). Тому $P_q = 3nkT/\tau$.

Таким чином, енергетична потужність частинок і випромінювання, що виходять з одиниці об'єму плазми, буде $3nkT/\tau + f_{\text{випр}}(T)n^2$. Ця енергія поглинається захистом і виділяється у вигляді тепла. Частина такого тепла може бути використана шляхом перетворення в роботу з деяким коефіцієнтом корисної дії (ККД) η , значення якого залежить від рівня розвитку теплотехніки. Потужність марно загубленої енергії в одиниці об'єму плазми буде становити

$$(1-\eta)[3nkT/\tau + f_{\text{випр}}(T)n^2]$$

або

$$2nk/\tau + (2/3)$$

якщо прийняти $\eta = 1/3$.

Критерій Лоусона. Умова протікання самопідтримної ядерної реакції синтезу полягає в тому, щоб термоядерна енергія, яка виділяється, була не меншою енергії, що уноситься з плазми електромагнітним випромінюванням і потоком частинок, які покидають плазму. Математично ця умова виражається формулою

$$f_{яд}(T) n^2 \geq 2nkT/\tau + (2/3)f_{випр}(T)n^2 \quad (5.27)$$

У випадку рівності в плазмі буде протікати тільки самопідтримна термоядерна реакція синтезу, але не буде генеруватися енергія, яку можна було б використовувати. Для перетворення установки в генератор енергії необхідно, щоб у цій формулі дотримувалася нерівність. Умова може бути записана у вигляді

$$n\tau \geq L(T) \quad (5.28)$$

- умова виникнення самопідтримної термоядерної реакції або умова запалювання термоядерної реакції. Вона була отримана в 1957р. англійським фізиком Дж. Лоусоном і називається *критерієм Лоусона*.

Функція температури

$$L(T) = \frac{2kT}{f_{яд}(T) - (2/3)f_{випр}(T)} \quad (5.29)$$

залежить від типу застосовуваного термоядерного пального: чистого дейтерію або рівнокомпонентної суміші дейтерію і тритію. Її знаходження зводиться до визначення функцій $f_{яд}(T)$ і $f_{випр}(T)$, що може бути зроблено теоретично. Умова отримана в припущенні, що ККД $\eta = 1/3$. Неважко узагальнити цей вираз і для інших значень η ; умова при цьому не змінює свого виду, змінюється тільки функція $L(T)$.

Мінімальна температура, при якій починає виконуватися умова, може розглядатися як *оптимальна температура* для здійснення самопідтримної термоядерної реакції. Вона може бути знайдена з умови $\frac{dL}{dT} = 0$. На рис.5.5 приведені графіки функцій $L(T)$ для дейтерій-тритієвої (dt) і дейтерій-

дейтерієвої (dd) реакцій при $\eta = 1/3$. З них очевидно, що для реакції dt оптимальна температура має порядок $2 \cdot 10^8 \text{K}$, а для реакції dd - 10^9K . Якщо значення $n\tau$ таке, що точка $(T, n\tau)$ лежить на кривій $L=L(T)$, то в системі може відбуватися стаціонарна термоядерна реакція, але без генерації корисної енергії. Якщо ж така точка лежить вище зазначеної кривої, то система починає працювати як генератор енергії.

Далі, з графіків очевидно, що при $\eta = 1/3$ критерій Лоусона зводиться до виконання умов:

для реакції dt : $n\tau \geq 10^{14} \text{с} \cdot \text{см}^{-3}$, $T \approx 2 \cdot 10^8 \text{K}$;

для реакції dd : $n\tau \geq 10^{15} \text{с} \cdot \text{см}^{-3}$, $T \approx 10^9 \text{K}$

Звідси очевидно, що здійснення термоядерної реакції dt легше, ніж реакції dd . Це пов'язано з тим, що переріз реакції dt в області температур 10^8 - 10^9K приблизно на два порядки перевищує переріз реакції dd . Це у свою чергу пояснюється тим, що в зазначеному інтервалі температур реакція dt носить *резонансний* характер. От чому в даний час зусилля фізиків і інженерів спрямовані на здійснення термоядерної реакції dt . Але в перспективі з розвитком термоядерної енергетики повинний відбутися перехід до реакції dd .

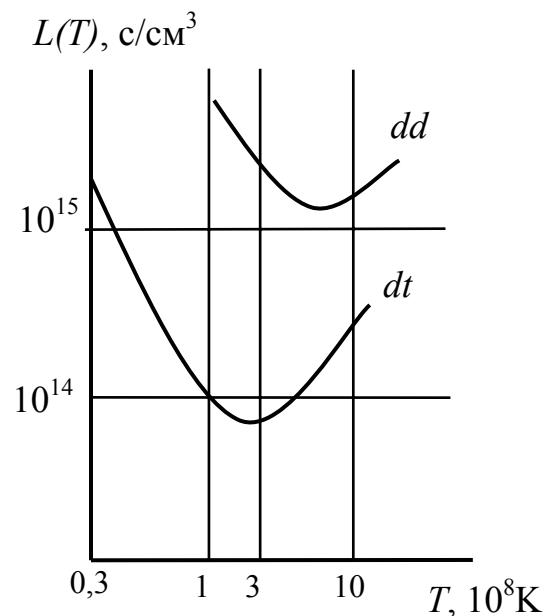


Рис. 5.5.

Таким чином, щоб почалися термоядерні реакції, необхідно нагріти дейтерій-тритієву плазму до температури порядку $2 \cdot 10^8 \text{K}$, тобто порядку 10keV . При термоядерних же реакціях звільняється енергія в декілька мегаелектрон-вольт на кожний акт реакції. Ця енергія в сотні разів перевершує енергію, що треба затратити на нагрівання самої плазми. Ця обставина і відчиняє принципову можливість одержання корисної енергії при термоядерних реакціях.

5.8. МЕТОДИ НАГРІВАННЯ ПЛАЗМИ

Для нагрівання дейтерій-тритієвої плазми до температур порядку 10^8K можуть бути використані наступні методи.

Виділення джоулевого тепла при пропусканні електричного струму через плазму. Цей метод може бути застосований на початковій стадії нагрівання і стає неефективним при $T > 10^7\text{K}$ оскільки провідність плазми швидко зростає з температурою (приблизно пропорційно $T^{3/2}$). Для подальшого нагрівання плазми потрібні додаткові методи, з яких найбільш перспективними є

Інжекція в плазму пучків нейтральних частинок достатньо високої енергії. Пучки швидких атомів формуються за допомогою інжекторів - прискорювачів заряджених частинок, наприклад ядер дейтерію - дейтронів. Прискорені дейтрони проходять через спеціальний шар нейтрального газу і перетворюються в швидкі нейтральні атоми дейтерію, що безперешкодно проникають у плазму під будь-яким кутом до магнітного поля, якщо останнє застосовується для утримання плазми. Вже існують інжектори з потужністю пучка 2МВт при енергії атомів 20-40кеВ. Використання інжекторів призвело до значного підвищення температури плазми аж до $7 \cdot 10^7\text{K}$.

Нагрівання високочастотним електромагнітним полем. Високочастотне електромагнітне поле в плазмі збуджується петлею з струмом високої частоти, що розміщується поблизу робочої камери, де знаходиться плазма. Якщо частота поля збігається з іонною або електронною циклотронними частотами, то відбувається резонансне поглинання електромагнітних хвиль і відповідне нагрівання іонів або електронів плазми. Таким методом була досягнута температура іонів $4 \cdot 10^7\text{K}$.

Стиск плазми при проходженні через неї електричного струму через притягнення ниток струму, що йдуть паралельно (*пінч-ефект*). Нагрівання відбувається внаслідок адіабатичного стиску плазми, а також виділення тепла за рахунок ударних хвиль і турбулентних процесів.

Нагрівання лазерним випромінюванням великої потужності.

Нагрівання інтенсивними електронними пучками.

Нагрівання пучками прискорених важких іонів. Останні три методи відносяться до установок з великою густиною плазми ($n \sim 10^{23} \text{ см}^{-3}$).

Зазначені методи нагрівання плазми до термоядерних температур і вище є не тільки принциповими, але і технічно здійсненими. Основна трудність керованого термоядерного синтезу (КТС) - проблема *утримання високотемпературної і достатньо щільної плазми в робочому об'ємі реактора*.

5.9. ПРОБЛЕМА КЕРОВАНОГО ТЕРМОЯДЕРНОГО СИНТЕЗУ

Насамперед, необхідно розв'язати питання про те, які стінки можуть утримати плазму з температурою в мільйони градусів. Будь-яка речовина при цих температурах не тільки випаровується, але і цілком іонізується. Єдиний шлях розв'язання проблеми - створення магнітних бар'єрів, які перешкоджають впливу нагрітої плазми з робочого об'єму. Відповідно до законів руху зарядів в магнітних полях, достатньо сильне поле, силові лінії якого оточують плазму, створює як би „магнітну стінку”, утримуючи плазму від розширення.

Магнітні пастки. Для утримання плазми застосовуються *магнітні пастки*, в яких плазма утримується зовнішніми магнітними полями різноманітної напруженості і конфігурації.

Найпростіша пастка - *система з плазовими шнурами*. Нехай плазма заповнює нескінченно довгий циліндр, паралельно осі якого в ній протікає електричний струм I . Струм збуджує магнітне поле H , якому відповідає магнітний тиск $H^2/8\pi$. Якщо на поверхні циліндру він перевищує газокінетичний тиск $2nkT$, то плазовий шнур буде стиснуто - це явище називається *пінч-ефектом*.

Для рівноваги плазового шнура необхідно, щоб на його поверхні магнітний тиск $H^2/8\pi$ врівноважувався газокінетичним тиском $2nkT$. Проте така рівновага буде вкрай нестійкою. Дійсно, припустимо, що по випадковим причинам на шнурі виникнуло невеличке звуження (перетяжка). У силу великої провідності високотемпературної плазми магнітний потік через поперечний

переріз шнура збережеться, так що магнітний тиск на звужену частину шнура збільшиться. Правда, у звуженій частині зростає і газокінетичний тиск. Але це викликає тільки перетікання частини плазми в більш широкі ділянки плаз-

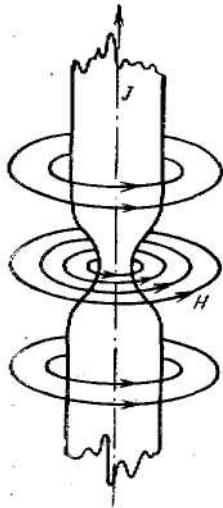


Рис. 5.6.

мового шнура. Тому під дією зростаючого магнітного тиску перетяжка на шнурі посилюється, тобто рівновага буде нестійкою стосовно такого роду збурень (рис.5.6.). Але рівновага плазмового шнура хитлива і стосовно його малих згинань. Це очевидно з рис.5.7 - на увігнутій стороні шнура магнітне поле, а з ним і магнітний тиск більше, ніж на опуклій.

Нестійкість плазми в всіх магнітних полях простої геометричної конфігурації створює *головну трудність*, яку треба подолати на шляху здійснення керованого термоядерного синтезу.

Для подолання зазначеної труднощі йдуть по шляху ускладнення конфігурації і напруженості магнітних полів. Магнітні поля створюють-

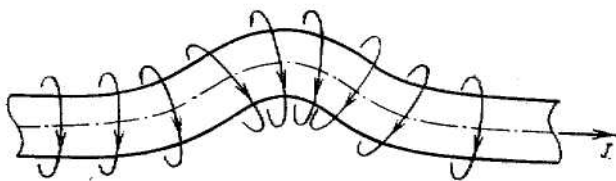


Рис. 5.7.

ся не тільки струмами, що протікають у плазмі, а головним чином *зовнішніми джерелами*. Утримуюча і стабілізуюча дія магнітних полів заснована, зокрема, на високій електричній провідності плазми.

Через високу провідність магнітний потік через довільний замкнутий контур, що складається з тих самих частинок, залишається практично незмінним при будь-якому русі плазми. Це твердження називається *вмороженістю магнітних силових ліній у плазму*. Крім того, уздовж магнітних силових ліній існує *натяг*; силові лінії поводять себе подібно

натягнутим струнам. Обидва ці чинники сприяють утриманню і стабілізації плазми. Особливо наочно це виявляється при усуненні випадково виниклих вигинів плазмового шнура.

Токамак. З різноманітних магнітних пасток у даний час спеціалісти вважають найбільш перспективною пастку, що називають *токамаком* (скорочення від „тороїдальна камера з магнітними котушками”).

Основною частиною токамака (рис.5.8) є *тороїдальна вакуумна камера*, в яку вводиться дейтерій (а надалі, коли від експериментальних токамаків перейдуть до спорудження енергетичних реакторів, буде вво-

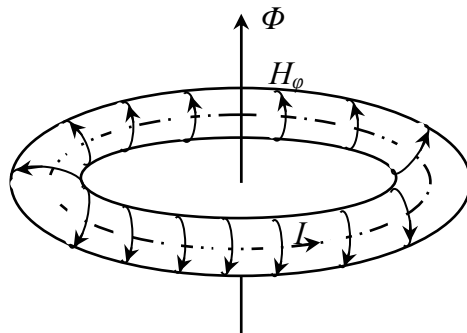


Рис. 5.8. Принципова схема токамака.

дитися суміш дейтерію з тритієм). Іншими словами, камера являє собою трубу, згорнуту в кільце. Радіус кола уздовж осі цього кільця R називається *великим радіусом* тороїдальної камери. Через отвір кільця створюється маг-

нітний потік Φ . При його зміні в часі збуджується рівнобіжне осі труби вихрове електричне поле. Відбувається електричний пробій, утвориться плазма, і в кільцевій камері починає циркулювати електричний струм I . Такий струм нагріває плазму і збуджує магнітне поле H_ϕ , силові лінії якого віджимають плазму від зовнішніх стінок тороїдальної камери, формують кільцевий плазмовий шнур. Радіус поперечного перерізу цього шнура a називається *малим радіусом* тороїдальної камери.

Несуттєво, чи буде струм у плазмовому шнурі сталим (одного напрямку) або змінним, напрямок якого періодично змінюється. Тому описаний індукційний метод збудження електричного струму в токамаку не є єдино можливим. Можливий і безіндукційний метод. Можна, наприклад, ввести в плазму електромагнітні хвилі визначеної частоти - такі, щоб викликали рух електронів уздовж тороїдального магнітного поля,

що утворюють зовнішні джерела. Перевага цього методу, полягає в тому, що він дозволить підтримувати струм у торі токамака більш тривалий час, ніж індукційний метод.

Контрольні питання та завдання

1. Які процеси супроводжують поділ ядер?
2. Оцініть кулонівську енергію ядер-уламків, що виникають при поділі ядра ${}_{94}^{239}\text{Pu}$. Вважати, що маси і заряди ядер-уламків співвідносяться як 3:2.
3. Дайте означення терміну „загааний нейтрон”.
4. За яких умов можливе виникнення реакції поділу?
5. Який фізичний сенс має параметр поділу?
6. Як збільшити ймовірність протікання реакцій поділу ядер?
7. За яких умов можна отримати ланцюгову ядерну реакцію?
8. Проаналізуйте, які фактори впливають на коефіцієнт розмноження системи.
9. Як змінюється з часом потужність реактора, якщо: а) $k > 1$, б) $k = 1$ в) $k < 1$?
10. Наведіть принципову схему реактора на теплових нейтронах.
11. Поясніть, чому в реакторах на теплових нейтронах необхідно використовувати сповільнювач нейтронів.
12. В якому випадку критична маса урану в реакторі менша: коли реактор межує з повітрям або коли він оточений густою речовиною, що слабо поглинає нейтрони?
13. Які особливості має реактор на швидких нейтронах? Які процеси використовуються для його роботи?
14. В якому випадку стає можливим процес поділу вибухового типу?
15. Чому реакції синтезу називають термоядерними?
16. Оцініть розмір бар'єру, що повинні подолати ядра дейтерію і тритію, щоб стала можливою реакція синтезу.
17. Які реакції синтезу протікають на Сонці?
18. Визначте умови, необхідні для протікання реакцій синтезу в земних

(лабораторних) умовах.

19. Оцініть максимальну концентрацію ядер плазми в термоядерному реакторі, якщо стінки реактору можуть витримати тиск $6 \cdot 10^8 \text{ Па}$.

20. Проаналізуйте втрати енергії в термоядерному реакторі. Як їх запобігти?

21. Сформулюйте критерій Лоусона.

22. Наведіть існуючі способи нагрівання плазми.

23. В чому полягає проблема керованого термоядерного синтезу?

24. Наведіть та поясніть схему токамака.

6. ЕЛЕМЕНТАРНІ ЧАСТИНКИ

Елементарними частинками називаються частинки, яким на сучасному рівні розвитку фізики не можна приписати такої внутрішньої структури, що була б простим з'єднанням інших частинок. Елементарна частинка при взаємодії з іншими частинками і полями поводить себе як єдине ціле.

Питання про структуру елементарних частинок розглядається двояким чином. У ряді випадків елементарні частинки розглядаються безструктурними, тобто матеріальними точками, що володіють визначеними властивостями: масою спокою, електричним, баріонним і лептонним зарядами, спіном, ізотопічним спіном і його проекцією, дивністю, переважаючою схемою розпаду. Уявлення про точкову елементарну частинку знаходиться в згоді з вимогами теорії відносності. Протяжна частинка, будучи єдиною, повинна деформуватися, інакше виявляться можливими незалежні рухи окремих частин єдиного цілого. Зовнішній вплив на протяжну елементарну частинку повинен миттєво передаватися від одних її частин до інших, що суперечить спеціальному принципу теорії відносності Ейнштейна.

Розглядати елементарні частинки безструктурними припустимо лише в області таких енергій частинок, при яких їх структура не впливає на результати взаємодії між ними. Відповідно до такого розгляду область енергій елементарних частинок лежить нижче $2m_0c^2$, де m_0 - маса спокою частинки.

6.1. КЛАСИФІКАЦІЯ ЕЛЕМЕНТАРНИХ ЧАСТИНОК

В даний час існує декілька груп елементарних частинок, що відрізняються своїми властивостями і характером взаємодії.

Лептони. Лептонами називаються частинки, що не беруть участь у сильних взаємодіях і мають спін $1/2$. В даний час встановлено існування шести заряджених лептонів: *електрон e^- , позитрон e^+ , мюони μ^\pm , важкі лептони τ^\pm (таони)*, і відповідних їм шести нейтральних частинок: *електронне нейтрино й антинейтрино $\bar{\nu}_e$, мюонне нейтрино й антинейтрино, таонне нейтрино ν_τ*

й *антинейтрино* $\bar{\nu}_\tau$. Нейтральні лептони (нейтрино) не беруть участь і в електромагнітних взаємодіях.

Всі лептони можна назвати *істинно елементарними частинками*, тому що в них на відміну від адронів не виявлена внутрішня структура. У цьому сенсі лептони називаються *точковими частинками*.

Мюони були відкриті в космічних променях К. Андерсоном разом із С. Недермейєром у 1937р. Наявність у мюонів власного (мюонного) нейтрино було встановлено пізніше - тільки на початку 60-х років ХХ ст. Таони були відкриті в 1975р. групою експериментаторів на чолі з М. Перлом у дослідах із зустрічними електрон-позитронними пучками. τ -лептон утворюється в результаті анігіляції електрона і позитрона ($e^+ + e^- \rightarrow \tau^+ + \tau^-$). Маса мюона $m_\mu = 206 \cdot m_e$, час життя $\tau_\mu = 2,2 \cdot 10^{-6}$ с, маса таона $m_\tau = 900 \cdot m_e$, час життя $\tau_\tau = 5 \cdot 10^{-13}$ с.

Важливою характеристикою лептонів є лептонне квантове число (лептонний заряд), що характеризує закон зберігання лептонів. Всі нелептони мають лептонне число, що дорівнює нулю ($L=0$), тобто лептонно нейтральні. У зв'язку з існуванням двох типів нейтрино, вважають, що і лептонні числа існують різні: електронні лептонні числа ($L_e=+1$ для частинок e^- , ν_e і $L_e=-1$ для античастинок e^+ , $\bar{\nu}_e$) і мюонні лептонні числа ($L_\mu=+1$ для частинок μ^- і ν_μ , і $L_\mu=-1$ для античастинок μ^+ , $\bar{\nu}_\mu$).

Адрони. Адронами називаються елементарні частинки, що беруть участь у сильних взаємодіях. Вони, як правило, беруть участь і в усіх інших взаємодіях - електромагнітних і слабких. Адрони входять до найбільш численної групи елементарних частинок - їх нараховується біля 400. Адрони підрозділяються на *стабільні* і *квазістабільні адрони* і *резонанси*. У свою чергу стабільні адрони підрозділяються на *мезони* і *баріони*. Теоретичні мотиви такого підрозділу будуть з'ясовані при розгляданні кваркової теорії. В групу резонансів входять мезонні і баріонні резонанси.

Мезони. Мезонами називаються нестабільні заряджені або нейтральні адрони, що володіють нульовим або цілим спіном. Сюди відносяться π^0 , π^+ , π^-

мезони, K^+ -, K^- -мезони. Ці мезони були відкриті раніше інших. Маса їх - проміжна між масами електрона і протона (звідси і походить їх назва - від грецького слова *mesos*, що означає „середній”, „проміжний”). Маса π -мезонів становить $276 \cdot m_e$, маса K -мезонів – $970 \cdot m_e$. Пізніше були відкриті більш важкі D^\pm -, D^0 -, F^\pm -мезони, що мають масу більшу за масу протона. Було відкрито також багато мезонних резонансів, тобто мезонів, що мають час життя порядку 10^{-23} с. Маса деяких з них також перевищує масу протона. Мюони μ , спочатку називалися μ -мезонами, але вони не відносяться до класу мезонів, оскільки мають спин $1/2$ і не беруть участь у сильних взаємодіях.

Баріони. Баріонами і баріонними резонансами називаються адрони з півцілим спіном і масами, не меншими за масу протона. До них відносяться *нуклони* (*протони* і *нейтрони*), *гіперони* та ін. Протон і нейтрон - найлегші баріони. Протон - єдиний стабільний баріон, інші баріонні резонанси нестабільні і шляхом послідовних розпадів перетворюються в нуклони і легкі частинки: *π -мезони, електрони, нейтрино, γ -кванти*. (Нейтрон у вільному стані - нестабільна частинка з часом життя ~ 16 хвилин, але в зв'язаному стані всередині ядра він стабільний якщо ${}_Z^A M < {}_{Z+1}^A M + m_e$, тобто коли не має місце β^- -розпад. Якщо ж ${}_Z^A M > {}_{Z+1}^A M + m_e$ то не буде стабільним протон і відбувається позитронний β^+ -розпад: $p \rightarrow n + e^+ + \nu_e$.)

Нестабільні баріони з масами, що перевищують масу нуклона (протона і нейтрона), і великим часом життя в порівнянні з ядерним часом (порядку 10^{-23} с) називаються *гіперонами*. Перші гіперони (Λ) були відкриті в космічних променях. Детальне вивчення їх стало можливим після того, як стали одержувати на прискорювачах заряджені частинки високих енергій, при зіткненнях швидких нуклонів, π - і K -мезонів з нуклонами атомних ядер. Маса Λ -гіперона складає $2182 \cdot m_e$. Відомо декілька типів гіперонів: *лямбда* (Λ^0), *сігма* (Σ^+ , Σ^0 , Σ^-), *кси* (Ξ^+ , Ξ^0), *омега* (Ω^-), Λ_c . Маса Σ -гіперона становить $2327 \cdot m_e$, а маса Ω -гіперона – $3278 \cdot m_e$. Всі гіперони мають спин $1/2$, за винятком Ω^- гіперона, спин якого дорівнює $3/2$. Час життя гіперонів $\tau \sim 10^{-10}$ с (за винятком Σ^0 і Λ_c , для котрих τ дорівнює 10^{-19} і 10^{-13} с відповідно). За цей час вони роз-

падаються на нуклони і легкі частинки (π -мезони, електрони, нейтрино, γ -кванти).

6.2. ДИВНІ ЧАСТИНКИ. АСОЦІАТИВНЕ НАРОДЖЕННЯ ДИВНИХ ЧАСТИНОК

Дивні частинки. Було встановлено, що гіперони інтенсивно народжуються при зіткненнях адронів високих енергій. Це вказує на те, що їх народження пов'язано з *сильними* взаємодіями. Тому, вважалося, що час життя гіперонів повинен становити 10^{-23} с, що характерно для процесів, пов'язаних із сильними взаємодіями. Цей час життя виявився в 10^{13} разів менше знайденого експериментально для гіперонів. Це здавалося дивним.

Проблема зазначеної дивної поведінки частинок була вирішена на основі гіпотези парного народження частинок, підтвердженою на прискорювачах. Було встановлено, що при зіткненні π -мезонів і нуклонів з нуклонами, гіперони завжди народжуються *парами (асоціативно)* або *великими групами* разом з K -мезонами або іншими гіперонами. Раніше спостерігалось спільне народження частинок з античастинками. Тут же парами народжувалися інші частинки. Наприклад, при зіткненні протонів спостерігалася реакція



причому Λ^0 -гіперон з'являвся тільки разом з K^+ -мезоном або Σ^+ -гіпероном, але ніколи не з'являвся разом з K^- -мезоном або Σ^- -гіпероном.

Гіперони і K -мезони були названі *дивними частинками*. Для K -мезонів також характерні відносно великі часи життя (і навіть на 1-2 порядки більші, ніж у гіперонів) Цей час, як і для гіперонів, того ж порядку, що й у заряджених π -мезонів. Але останні розпадаються в результаті слабкої взаємодії головним чином за схемою



Це наводить на думку, що гіперони і K -мезони розпадаються також за рахунок слабкої взаємодії. Всі факти свідчать, що це дійсно так. Зокрема, від-

носна ймовірність слабких взаємодій у досліджуваній області енергій на 12-14 порядків менша ймовірності сильних взаємодій. Це і веде до збільшення часу життя приблизно в те ж число разів.

Дивність. Для кількісного опису парного народження і пояснення відносно великого часу життя дивних частинок М. Гелл-Манн і незалежно від нього К. Нішиджима ввели нове квантове число S , що було названо *дивністю*. Поведінку дивних частинок можна пояснити, якщо припустити, що частинки $\Lambda^0, \Sigma^+, \Sigma^-, \Sigma^0, K^-, \bar{K}^0$ мають дивність -1 , частинки $\tilde{\Lambda}^0, \tilde{\Sigma}^+, \tilde{\Sigma}^-, \tilde{\Sigma}^0, \tilde{K}^+, K^0$ - дивність $+1$, частинки Ξ^-, Ξ^0 - дивність -2 , частинки Ξ^+, Ξ^0 - дивність $+2$, частинка Ω^- дивність -3 , а нуклони, π і η -мезони позбавлені дивності. Далі, треба припустити, що дивність адитивна, у сильних і електромагнітних взаємодіях вона зберігається, а в слабких може змінюватися на ± 1 .

Дивні частинки народжуються в сильних взаємодіях. Оскільки при цьому дивність не змінюється, то дивні частинки можуть народжуватися тільки парами частинок з протилежними дивностями. От чому в реакції (6.1) з'являються дві частинки Λ^0 і K^+ з протилежними дивностями, але не частинки Λ^0 і K^- , що мають дивності, знаки яких збігаються. У реакції



одночасно разом з частинкою Ξ^0 , дивність якої дорівнює -2 , з'являються два дивних мезона K^0 і K^+ , сумарна дивність яких дорівнює $+1+1=2$.

В процесах розпаду дивних частинок змінюється дивність продуктів розпаду. Це вказує на те, що ці процеси не викликані сильними та електромагнітними взаємодіями. У протилежному випадку дивність не змінювалася б. Виходить таким чином, за розпад дивних частинок відповідальні *слабкі сили*. От чому швидкість розпаду зменшується в 10^{12} - 10^{14} разів у порівнянні зі швидкостями розпадів, що викликаються сильними взаємодіями. Сильні взаємодії не спроможні викликати розпад дивних частинок. Маса дивних частинок (K -мезонів, $\Lambda^0, \Sigma^\pm, \Xi^0, \Xi^\pm, \Omega$ -гіперонів) така, що розпади їх із зберіганням дивно-

сті на більш дрібні частинки неможливі; таким чином, ці розпади не можуть відбуватися завдяки сильній взаємодії, у якій дивність зберігається.

Є випадки, коли розпад дивних частинок відбувається за рахунок сильної взаємодії. Наприклад,

$$K_{892}^* \rightarrow K_{494} + \pi \quad (6.4)$$

Дивність тут зберігається, оскільки розпад йде за рахунок сильної взаємодії. Дивність резонансу K^* , Σ^- , Λ -гіперонів також дорівнює +1, π -мезонів - 0. Нижній цифровий індекс означає масу відповідної частинки в мегаелектронвольтах.

Електромагнітні взаємодії відбуваються без зміни дивності, але у виняткових випадках можуть викликати розпад дивних частинок. Прикладом може служити розпад $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 + \gamma$, що відбувається під дією електромагнітних сил. Тут енергії Σ^0 достатньо для народження Λ^0 -гіперона і γ -кванта, а дивність не змінюється. За винятком подібних рідкісних випадків розпад дивних частинок викликано слабкими силами.

Замість дивності S часто використовують гіперзаряд Y , обумовлений співвідношенням

$$Y = B + S \quad (6.5)$$

Оскільки баріонний заряд цілий, адитивний і зберігається, то гіперзаряд має ті ж властивості, що і дивність, і збігається з нею для частинок, у яких $Y=0$.

Аналогами квантового числа S є також адитивні цілі квантові числа: C - чарування (*шарм*), і красота (*принадність*) - b . Ці величини зберігаються не в усіх, а тільки в сильних і електромагнітних взаємодіях.

6.3. ІЗОТОПІЧНИЙ МУЛЬТИПЛЕТ

Існує дуже багато адронів, близьких по своїм фізичним властивостям. Вони об'єднуються в групи, що називають *ізотопічними мультиплетами* (*дуплетами*, *триплетами* і т.д.). Вони однаковою чином беруть участь у силь-

них взаємодіях, мають приблизно рівні маси, ті самі баріонний заряд, спин, однакові внутрішню парність, дивність і відрізняються друг від друга електромагнітними характеристиками (електричний заряд, магнітний момент). Якби не було електромагнітних і слабких взаємодій, то всі властивості таких частинок були б однаковими. Так, об'єднуються в ізотопічний дуплет протон і нейтрон. Ці дві частинки розглядаються як різноманітні квантові стани однієї і тієї ж частинки – *нуклона*. Існують ізотопічні триплети частинок, наприклад (π^-, π^0, π^+) , $(\Sigma^-, \Sigma^0, \Sigma^+)$, а також мультиплети (особливо серед резонансів), що складаються і з більшого числа частинок. Існують і одиночні частинки, що не входять у ізотопічні мультиплети; вони називаються *синглетами*.

Ізотопічний спин. Число частинок у мультиплеті згідно декількох гіпотез, що виправдали себе, можна виразити формулою

$$N=2T+1 \quad (6.6)$$

де T приймає одне із значень $T=0, 1/2, 1, 3/2$. Ця формула аналогічна формулі, що визначає число можливих проекцій кутового моменту (спіну) на обраний напрямок. Щоб провести цю формальну аналогію далі, вводять деякий абстрактний ізотропний простір (він не має нічого спільного зі звичайним простором), що називається *ізотопічним простором*. У цьому просторі кожному адрону відповідає деякий напрямок і на ньому відкладається вектор \vec{T} . Довжина цього вектора називається *ізотопічним спіном* або, коротше, *ізоспином* відповідного адрону. В ізотопічному просторі можна довільно вибрати деяку вісь і назвати її *ізотопічною віссю*. Проектуванням вектора \vec{T} на цю вісь одержують систему точок, що відстоять одна від одної на відстані 1. Кожній такій проекції відповідає частинка мультиплету. Проекцію вектора \vec{T} на ізотопічну вісь ми будемо позначати через T_z . При заданому ізоспині T проекція T_z може приймати такі значення:

$$T_z = -T, -(T-1), \dots, +(T-1), +T.$$

Так, нуклон (протон і нейтрон) має ізоспін $T=1/2$; протону умовилися приписувати проекцію $T_z=+1/2$, а нейтрону - $T_z=-1/2$. Трьом π -мезонам відповідає ізоспін $T=1$ ($3=2\cdot 1+1$), і т.д.

Все викладене носить чисто формальний характер. Реальною фізичною величиною поки що є тільки число частинок N в ізотопічному мультиплеті, і зовсім не обов'язково подавати це число формулою 6.6. Проте можна зазначити і твердження *фізичного характеру*, що найбільш докладно формулюється з використанням поняття *ізотопічного спіну*. Для цього треба ввести правило, по якому знаходиться ізоспін системи адронів по ізоспинам частинок, з яких складається ця система. Умовилися складати вектори ізоспінів частинок по тому ж правилу *векторного додавання*, по якому укладаються кутові моменти (спіни) частинок. Істотно зауважити, що ізоспін системи залежить не тільки від ізоспінів усіх складових частинок, але і від *кутів* між векторами ізоспінів цих частинок. Тому при тому самому складі систем вони можуть мати різноманітні ізоспіни. Наприклад, ізоспін системи, що складається з нуклона і π -мезона, може бути або $1/2$ (коли ізоспіни цих частинок спрямовані протилежно), або $3/2$ (коли вони спрямовані однаково).

Фізичне твердження, про яке згадувалося вище, - це закон *зберігання ізотопічного спіну*. Цей закон полягає в тому, що ізотопічний спін зберігається при сильних *взаємодіях*, але порушується в електромагнітних і в інших взаємодіях.

Сильна взаємодія однакова для всіх частинок, що входять у той самий ізотопічний мультиплет, тобто не залежить від електричних зарядів частинок. У цьому виявляється так звана *ізотопічна інваріантність* елементарних частинок, що властива сильній взаємодії. Окремим випадком її є зарядова незалежність ядерних сил. Формально математично ізотопічна інваріантність може бути інтерпретована як незалежність сильної взаємодії від обертання в ізотопічному просторі.

На підставі ізотопічної інваріантності вдається передбачити існування, масу і заряд нових частинок, якщо відомі їх ізотопічні „партнери”. Саме так було передбачено існування і властивості π^0 , Σ^0 , по відомим π^\pm , Σ^\pm .

6.4. КВАРКИ. КВАРКОВА МОДЕЛЬ АДРОНІВ

Велика кількість вже відкритих і нових адронів (в тому числі і резонансів) наводить на думку, що всі вони побудовані з якихось інших, більш фундаментальних частинок. З найбільшим успіхом ця ідея реалізована в кварковій моделі адронів. Кваркова модель пояснює не тільки систематику, але і динаміку адронів. Вона призводить до маси прогнозів, що виправдують себе, і в даний час вважається загальновизнаною.

У 1964 р. М. Гел-Маном і незалежно від нього Дж. Цвейгом була висунута гіпотеза, підтверджена подальшими дослідженнями, що всі адрони побудовані з більш фундаментальних частинок. Ці частинки за пропозицією М. Гел-Мана були названі *кварками*. На основі кваркової гіпотези не тільки була з'ясована структура вже відомих адронів, але і передбачено існування нових.

До теперішнього часу встановлено існування п'ятих різновидів (*ароматів*) кварків: u , d , s , c , b . Їх маси: $m_u \approx 5 \text{ MeV}$, $m_d \approx 7 \text{ MeV}$, $m_s \approx 150 \text{ MeV}$, $m_c \approx 1,3 \text{ GeV}$, $m_b \approx 5 \text{ GeV}$. На ці дані треба дивитися як на оцінні і грубо орієнтовані, оскільки кварки у вільному стані не спостерігалися і тому їх маси не можна було виміряти прямими методами. Неодноразово по ступали попередні повідомлення про відкриття t -кварка ($m_t \approx 22 \text{ GeV}$), але остаточно існування t -кварка ще не встановлено. Кожному кварку відповідає свій антикварк. Всі кварки мають спин $1/2$ і баріонний заряд $1/3$. Кварки u, c, t називають верхніми, тому що вони мають дробовий електричний заряд $+2/3$. Інші кварки d, s, b з електричним зарядом $-1/3$ прийнято називати нижніми. Відповідно до цієї термінології кварки можна розташувати в таблиці:

u, c, t (заряд $2/3$); d, s, b (заряд $-1/3$).

Кварк s є носієм дивності, c - чарування, b - краси (принадності).

Протон складається з двох *u*-кварків і одного *d*-кварка ($p \rightarrow uud$), нейтрон складається з одного *u*-кварка і двох *d*-кварків ($n \rightarrow udd$). Їх античастинки побудовані з антикварків: $\bar{p} \rightarrow \bar{u}\bar{u}\bar{d}$, $\bar{n} \rightarrow \bar{u}\bar{d}\bar{d}$

Кваркова будова мезонів. Мезони побудовані з двох частинок: кварка й антикварка. Тому їх баріонне число дорівнює нулю. Розглянемо, які комбінації з двох таких частинок можуть бути складені з трьох найлегших кварків *u*, *d*, *s* і їх антикварків. Очевидно, усього таких комбінацій буде дев'ять:

$$\begin{array}{ccc} u\bar{u} & u\bar{d} & u\bar{s} \\ d\bar{u} & d\bar{d} & d\bar{s} \\ s\bar{u} & s\bar{d} & s\bar{s} \end{array} \quad (6.7)$$

Кварки й антикварки можуть входити в ці (і всякі інші) комбінації з різноманітними орбітальними кутовими моментами. Спіни кварків і антикварків можуть по-різному орієнтуватися друг відносно друга. Загальний кутовий момент складеної з кварків і антикварків частинки (античастинки) знайдеться за правилом векторного додавання спінового й орбітального моментів.

Припустимо, що всі кварки не мають орбітальні кутові моменти; і всі їх моменти чисто спінові. Припустимо, що спіни кварка й антикварка спрямовані протилежно. Тоді кожній комбінації відповідає мезон зі спіном $J=0$. Найбільше легкі заряджені мезони можуть бути представлені комбінаціями $u\bar{d}$ і $d\bar{u}$. Це - π -мезони:

$$\pi^+ \rightarrow u\bar{d}, \pi^- \rightarrow d\bar{u} \quad (6.8)$$

Нейтральний π^0 -мезон складається з таких же кварка й антикварка. Але він являє собою лінійну суперпозицію станів $d\bar{d}$ і $u\bar{u}$. Він із рівною ймовірністю може знаходитися в стані $d\bar{d}$ й у стані $u\bar{u}$.

Більш важкі *K*-мезони містять кварк *s* і антикварк \bar{s} :

$$K^+ = u\bar{s}, K^0 = d\bar{s}, K_0 = s\bar{d}, K^- = s\bar{u} \quad (6.9)$$

K^+ і K^- є частинкою й античастинкою по відношенню друг до друга. Те ж відноситься до K^0 і \bar{K}^0 -мезонів, які, таким чином, не є істинно нейтральними частинками: K^0 -мезон відрізняється від своєї античастинки \bar{K}^0 дивністю.

Частинки, що містять s -кварк, є дивними, а s -кварк називається дивним кварком. Діагональні члени відповідають нейтральним мезонам. Лінійна суперпозиція двох перших з них, як відзначалося раніше, являє собою π -мезон. Двом іншим лінійним суперпозиціям $u\bar{u} + d\bar{d}$ і $s\bar{s}$ відповідають істинно нейтральні частинки: η і η' з масами відповідно 548,8 і 957,6 MeV.

Припустимо, як і раніше, що орбітальних кутових моментів у кварків і антикварків немає, але їх спіни тепер спрямовані паралельно. У цьому випадку можливі ті ж дев'ять комбінацій кварків з антикварками. Проте спін кожної комбінації буде 1. Цим комбінаціям відповідає дев'ять більш важких мезонів: ρ^+ , ρ^0 , ρ^- , K^{*+} , K^{*0} , K^{*-} , ω^0 , ϕ^0 .

Кваркова будова баріонів. Баріони мають півцілий спін. Отже, якщо кварки не мають орбітальні моменти, то баріони повинні бути побудовані з непарного числа частинок. Розглянемо випадок, коли такими частинками є кварки u , d , s . Спін баріона може дорівнювати або 1/2 (коли спіни двох кварків рівнобіжні, а спін третього спрямований протилежно), або 3/2 (коли спіни всіх кварків рівнобіжні). У першому випадку утвориться октет (вісімка) баріонів:

$$p(uud), n(udd), \Lambda^0(uds) \\ \Sigma^-(dds), \Sigma^0(uds), \Sigma^+(uus), \Xi^-(dss), \Xi^0(uss) \quad (6.10)$$

Баріони зі спіном 3/2 утворять декуплет (десятку) баріонів:

ddd	$\Delta^+ \Delta^0 \Delta^- \Delta^{++}$	1232 MeV	
dss	$\Sigma^- \Sigma^0 \Sigma^+$	1385 MeV	(6.11)
dss	$\Xi^- \Xi^0$	1530 MeV	
sss	Ω^-	1672 MeV	

Ω^- -гіперон, що знаходиться на вершині цього переверненого трикутника, був передбачений на підставі кваркової моделі баріонів і виявлений експериментально в 1964 г. Були передбачені його властивості - маса, дивність, час життя, що були потім підтверджені експериментально.

6.5. АСИМПТОТИЧНА СВОБОДА І КОНФАЙНМЕНТ

Кваркова модель припускає, що кварки всередині адронів існують, але дослідження показали, що вилетіти звідти і з'явитися у вільному стані вони не можуть. Таке положення називають англійським словом „*конфаймент*”, що означає „полонення, заточення”. Кварк, що одержав енергію в результаті зіткнення з електроном, не вилітає назовні з адрона, а розтрачує її на утворення кварк-антикваркових пар, тобто на утворення нових адронів, в основному мезонів.

Однією з причин неможливості спостереження кварків у вільному стані, можливо, є їх дуже великі маси. Це перешкоджає народженню кварків при тих енергіях, що досягаються на сучасних прискорювачах. Не виключена можливість, що у вільному стані кварки принципово не можуть з'явитися в силу специфіки їх взаємодії. Приводилися докази експериментального і теоретичного характеру, відповідно до яких сили взаємодії між кварками не слабшають з відстанню. Якщо це так, то для відділення їх друг від друга потрібні нескінченно великі енергії, при яких таке відділення робиться неможливим. Все це - тільки припущення, що ні в якій мірі не претендують на достовірність і навіть правдоподібність

6.6. ОСНОВИ КВАНТОВОЇ ХРОМОДИНАМІКИ

Хвильові функції систем кварків, що утворюють баріони, повинні бути антисиметричними, тому що кварки мають спіні 1/2. Але зустрічаються баріони з однаковими орієнтаціями спінів: $\Delta^{++}(u_{\downarrow}u_{\downarrow}u_{\downarrow})$, $\Omega^{-}(s_{\downarrow}s_{\downarrow}s_{\downarrow})$, що симетричні відносно перестановки кварків, якщо тільки останні не мають ще якісь додаткові характеристики. Такі характеристики і прийшлося ввести. Вони називаються кольорами. Кожний тип (аромат) кварка характеризується трьома кольорами. Їм умовно дали назви: червоний R(red), зелений G(green), блакитний B(blue). Антикваркам дали антикольори. Кожний антикольор є додатко-

вим до свого кольору, так що комбінації $R\tilde{R}, G\tilde{G}, B\tilde{B}$ рахуються безкольоровими (білими). Точно також безкольоровою буде і комбінація $R\tilde{R} + G\tilde{G} + B\tilde{B}$.

Відповідно до сучасних уявлень, сильні взаємодії здійснюються шляхом обміну між кварками безмасовими частинками зі спіном 1 і нульовою масою спокою. Ці частинки називаються *глюонами*. Передбачається існування восьми глюонів, що володіють характеристикою „колір”. Обмін глюонами між кварками змінює їх колір, але лишає незмінними всі інші квантові числа заряд, дивність, чарування, красоту), тобто зберігає аромати кварка. Кожний глюон містить колір і антиколір. З трьох кольорів і антиколірів можна скласти усього дев'ять комбінацій:

$$\begin{array}{ccc} R\tilde{R} & R\tilde{G} & R\tilde{B} \\ G\tilde{R} & G\tilde{G} & G\tilde{B} \\ B\tilde{R} & B\tilde{G} & B\tilde{B}. \end{array} \quad (6.12)$$

Кожний із таких комбінацій відповідає глюону. Колір, подібно електричному заряду, зберігається. Тому шість недіагональних явно пофарбованих комбінацій не можуть перемішуватися між собою. Три діагональні комбінації безкольорові, і перемішування їх між собою не змінює колір. Кожна з діагональних комбінацій може бути отримана шляхом лінійної суперпозиції двох інших комбінацій. Існує усього вісім відповідних їм глюонів.

Уявимо схематично взаємодію між кварками шляхом обміну глюонами. Будемо позначати червоний, зелений і блакитний кварки будь-яких ароматів символами q_R, q_G, q_B ($q \equiv u, d, s, c, b$). Тоді взаємодія між червоним і зеленим кварками запишеться так:

$$q_R \rightarrow q_G + q_{R\tilde{G}}, \quad q_G + q_{R\tilde{G}} \rightarrow q_R \quad (6.13)$$

Перша рівність означає, що червоний кварк випустив червоно-зелений глюон і перетворився в зелений кварк q . Друга означає, що зелений кварк, поглинувши червоно-зелений глюон, перетворився в червоний кварк q_R .

Викладене має дуже формальний характер, а головне в загальній фізиці не має яких конкретних застосувань. Більш докладно ці питання розгляда-

ються в спеціальній теоретичній дисципліні - квантовій хромодинаміці (КХД).

6.7. ВИДИ ВЗАЄМОДІЙ. УНІВЕРСАЛЬНІСТЬ СЛАБКОЇ ВЗАЄМОДІЇ

В даний час у природі відомі чотири види фундаментальних взаємодій: *сильна, електромагнітна, слабка, гравітаційна*. Сильна взаємодія утримує нуклони в атомних ядрах і властива також більшості елементарних частинок, так званих *адронів* (протон, нейтрон, гіперони, мезони й ін.). До електромагнітних взаємодій зводяться безпосередньо сприймані нами сила природи (за винятком тяжіння): пружні, в'язкі, молекулярні, хімічні й ін. Слабкі взаємодії викликають β -розпад радіоактивних ядер і поряд з електромагнітними силами обумовлюють поведінку *лептонів* - елементарних частинок, що не беруть участь у сильних взаємодіях і мають спіни $1/2$ (електрон, мюон, нейтрино й ін.). Нейтральні лептони (усі нейтрино й антинейтрино) не беруть участь і в електромагнітних взаємодіях. Гравітаційна взаємодія властива всім частинкам.

Інтенсивність взаємодій. Про інтенсивність перерахованих взаємодій можна судити по швидкості процесів, що викликаються ними. Для порівняння беруть швидкості процесів при кінетичних енергіях частинок, що зштовхуються, біля 1 GeV; такі енергії характерні для фізики елементарних частинок. При таких енергіях процеси, що викликаються сильними взаємодіями, відбуваються за час порядку 10^{-23} с, електромагнітними - за час порядку 10^{-20} с, слабкими - за час порядку 10^{-9} с. Інша величина, що характеризує інтенсивність взаємодії, це довжина вільного пробігу частинки в речовині. Частинки з енергією біля 1 GeV, що приймають участь в сильних взаємодіях, можна затримати залізною плитою товщиною в декілька десятків сантиметрів. Щоб затримати нейтрино з енергією 10 MeV, для яких властива тільки слабка взаємодія, необхідно шар заліза 10^{19} км. Сильні і слабкі взаємодії виявляються тільки на коротких відстанях. Радіус дії сильних взаємодій становить вели-

чину 10^{-15} м, а слабких 10^{-18} м. Електромагнітні сили, навпаки, є *далекодійними*; вони убують обернено пропорційно квадрату відстані між взаємодіючими частинками. По тому ж закону убують із відстанню і гравітаційні сили. Тому відношення електромагнітних і гравітаційних сил не залежить від відстані між взаємодіючими частинками. При тій же відстані воно дорівнює $F_{el}/F_{gp} = e_1 e_2 / G m_1 m_2$, де G - гравітаційна стала, m_1, m_2 - маси частинок, а e_1, e_2 - їх електричні заряди. Для взаємодії двох протонів ця формула дає $F_{el}/F_{gp} = 1,23 \cdot 10^{36}$.

Таким чином, в області, де виявляються слабкі сили, гравітаційна взаємодія частинок на багато порядків менше навіть слабкої. Тому у фізиці мікросвіту на сучасному її стані гравітаційна взаємодія не враховується. Але в макросвіті при розгляді руху великих мас: галактик, зірок, планет і ін., а також при розгляді руху невеличких макроскопічних тіл у полі таких мас, гравітаційна взаємодія стає визначальною. Особливо істотну, мабуть, головну роль вона відіграє в процесах утворення й еволюції. Обумовлено це двома обставинами: по-перше, далекодійним характером гравітаційних сил, по-друге, позитивністю мас усіх тіл. У силу другої обставини гравітаційні сили завжди є силами тяжіння. При збільшенні мас взаємодіючих тіл гравітаційна взаємодія між ними *посилюється* і притому пропорційно масам обох тіл. Цього не відбувається у випадку електричної взаємодії макроскопічних тіл, тому що позитивні і негативні заряди складових їх частинок в значній мірі *нейтралізують* один одного. От чому електричні сили не роблять істотного впливу на рух великих мас, хоча у випадку взаємодії тіл, що складаються тільки з позитивних або тільки негативних частинок, вони значно більше гравітаційних і також далекодійні.

Носії взаємодії. За класичною фізикою взаємодія між тілами передається з кінцевою швидкістю за допомогою силових полів. Так, електричний заряд створює навколо себе електричне поле, що у місці перебування іншого електричного заряду впливає на нього з деякою силою. Так само, але вже за допомогою інших силових полів, здійснюються усі взаємодії в природі, напри-

клад гравітаційна. Квантова фізика не змінила таке уявлення, але врахувала *квантові властивості самого поля*. Через корпускулярно-хвильовий дуалізм усякому полю повинна відповідати визначена частинка (*квант поля*), що і є носієм взаємодії. Одна з взаємодіючих частинок випускає квант поля, інша його поглинає. У цьому і полягає механізм взаємодії частинок. У випадку електромагнітних взаємодій квантами поля - носіями взаємодії - є *фотони*. Сильні взаємодії переносяться *глюонами*, слабкі - W^{\pm} і Z^0 -*проміжними векторними бозонами*, передбаченими в теорії *електрослабої* взаємодії і відкритими експериментально в 1983 р., гравітаційне - гіпотетичними *гравітонами*. В даний час електромагнітне і слабе взаємодії розглядаються як різноманітні прояви єдиної *електрослабої взаємодії*, подібно тому, як електричне і магнітне поля об'єднані в єдине *електромагнітне поле*. Слабкі сили на малих відстанях (порядку радіуса їх дії) одного порядку з електромагнітними. Але вони експоненційно убують з відстанню, так що на великих відстанях слабкі сили малі в порівнянні з електромагнітними.

6.8. ПАРНІСТЬ. НЕЗБЕРІГАННЯ ПАРНОСТІ В СЛАБКИХ ВЗАЄМОДІЯХ

Завжди передбачалося, що в природі існує дзеркальна симетрія, тобто закони природи не повинні змінюватися, якщо замінити всі явища на їх дзеркальне відображення. Дзеркальній симетрії повинний також відповідати закон зберігання деякої фізичної величини. Такою величиною є парність хвильової функції. Принцип дзеркальної симетрії висловлюється в математичну форму за допомогою уявлення про парність хвильової функції і приймає вираження закону зберігання парності.

Дзеркальне відображення означає заміну напрямків координатних осей на обернені: $x \rightarrow -x$, $y \rightarrow -y$, $z \rightarrow -z$. Хвильова функція системи при цьому може або не змінювати знака (і тоді стан є парним $-P=+1$), або змінювати на обернений (і тоді стан непарний $-P=-1$), тобто в загальному виді

$$\psi(x,y,z)=P\psi(-x,-y,-z) \quad (6.14)$$

Всі відомі нам закони руху такі, що вони не змінюються при зазначеній заміні. Якщо ми маємо реакцію типу $A+B \rightarrow a+b$..., то при дзеркальній симетрії повинна відбуватися точно така ж реакція для дзеркально відбитих частинок: $A'+B' \rightarrow a'+b'$ Але при відбитку хвильові функції всієї системи в лівій частині рівняння і всієї системи в правій частині помножуються на P , де P - парність системи відповідно до і після реакції. Ясно, що друга (дзеркально відбита) реакція існує тільки в тому випадку, якщо цей коефіцієнт однаковий зліва і справа, тобто, якщо парність у реакції зберігається.

Таким чином, при існуванні фізичних властивостей інваріантності стосовно дзеркальної симетрії повна парність частинок в ізольованій системі не повинна змінюватися при будь-яких перетвореннях.

Закон зберігання парності вважався настільки ж безсумнівним як, наприклад, закон зберігання імпульсу. Здавалося цілком природним, що „праве” і „ліве” у природі повинно бути рівноцінно.

Дослідження по виявленню незберігання парності. Сумніви у зберіганні парності при слабких взаємодіях зародився в зв'язку з дивним поведінням K^0 -мезону, що розпадається як на два, так і на три π -мезони. Оскільки парність π -мезону негативна, то за законом зберігання парності на два π -мезони може розпадатися частинка з парністю $P=+1$, а на три π -мезони - частинка з парністю $P=-1$.

Довгий час вважали, що існують два різноманітних K^0 -мезона з різноманітною парністю: „тау” (τ)- і „тета”-мезони (θ), проте точні дослідження показали, що всі інші властивості „тау” і „тета” однакові: маси, часи життя і спіни в них однакові.

Два фізика-теоретика в Колумбійському університеті (США) Т. Лі і Ч. Янг припустили, що „тау” і „тета” тотожні, але при слабких взаємодіях парність може не зберігатися. Був запропонований експеримент для перевірки цієї гіпотези. Пропонувалося зорієнтувати спіни β -активних ядер уздовж визначеної осі і визначити число електронів, що вилітають у двох протилежних напрямках уздовж цієї осі. У тому випадку, якщо процес β -розпаду не зале-

жить від взаємної орієнтації спіну ядра і швидкості електрона, випускання електронів буде відбуватися симетрично в обох напрямках. При цьому дзеркальне відображення не відрізняється від самого предмета (рис.6.1,а) і, отже, парність зберігається.

Відрізнити *ліве* від *правого* стане можливим, якщо буде виявлене переважне випускання частинок в якомусь одному напрямку. При цьому відбита в дзеркалі подія вже не буде еквівалентна процесу, що відбувається, як це очевидно на рис.6.1,б.

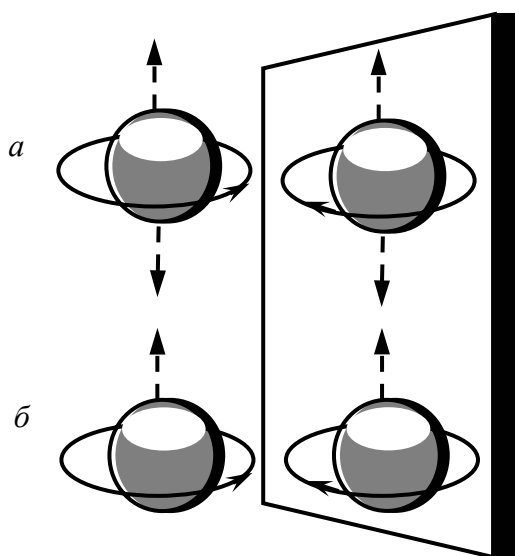


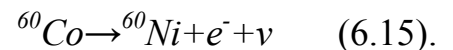
Рис. 6.1. Ядра, що випускають електрони, та їх дзеркальне відображення

Експеримент був поставлений у Колумбійському університеті в 1957 р. під керівництвом Ц. Ву. Досліджувався β^- -розпад штучного радіоактивного ізотопу кобальту ^{60}Co

$$^{60}\text{Co} \rightarrow ^{60}\text{Ni} + e^- + \nu \quad (6.15).$$

На найтоншу підкладку було покладено радіоактивний ^{60}Co , ядра якого парамагнітні (мають постійні магнітні моменти). В зовнішньому магнітному полі такі ядра однаково орієнтуються по полю, а оскільки напрямок магнітного моменту пов'язаний з напрямком спіну ядра, то відбувається й орієнтація спінів ядер кобальту. Для того щоб орієнтація ядер не порушувалася тепловим рухом атомів, кобальт охолоджувався рідким гелієм. По досягненні температури 0,06К підкладка з кобальтом виймалася і поміщалася в зовнішнє магнітне поле кругового струму. Поле H поляризує ядра ^{60}Co ,

Експеримент був поставлений у Колумбійському університеті в 1957 р. під керівництвом Ц. Ву. Досліджувався β^- -розпад штучного радіоактивного ізотопу кобальту ^{60}Co



На найтоншу підкладку було покладено радіоактивний ^{60}Co , ядра якого парамагнітні (мають постійні магнітні моменти). В зовнішньому магнітному полі такі ядра однаково орієнтуються по полю, а оскільки напрямок магнітного моменту пов'язаний з напрямком спіну ядра, то відбувається й орієнтація спінів ядер кобальту. Для того щоб орієнтація ядер не порушувалася тепловим рухом атомів, кобальт охолоджувався рідким гелієм. По досягненні температури 0,06К підкладка з кобальтом виймалася і поміщалася в зовнішнє магнітне поле кругового струму. Поле H поляризує ядра ^{60}Co ,

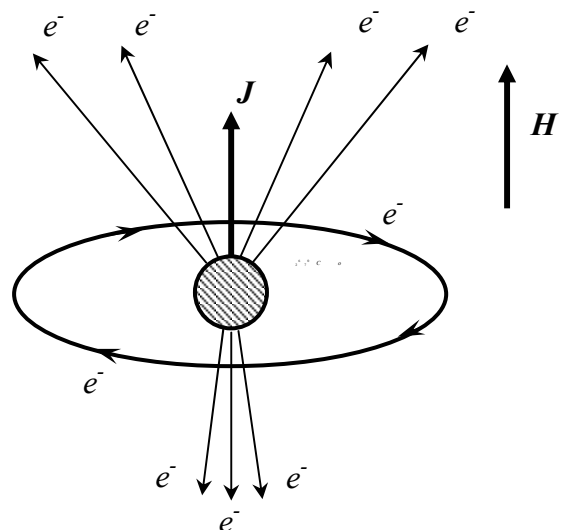


Рис.6.2. Схема досліду Ву по виявленню незберігання парності β^- -розпаду.

тобто орієнтує їх магнітні моменти уздовж поля (рис.6.2). Вся система дзеркально симетрична щодо площини, у якій розташований круговий струм. Тому якщо парність системи зберігається, то інтенсивність випущених електронів, повинна бути однаковою по обидві сторони площини симетрії. Для того щоб визначити, чи існує переважний напрямок вильоту електронів, над підкладкою і під ній розташовувались лічильники. Отримана з експерименту залежність відношення числа електронів, зареєстрованих лічильниками верхнього і нижнього рядів від часу виміру, показала, що при малому часі спостереження існує асиметрія у вильоті електронів. β -частинки, що випускаються орієнтованими ядрами кобальту, вилітають переважно по напрямку магнітного поля. Згодом орієнтація ядер погіршується і приблизно через 30хвилин ефект пропадає. При протилежному полі напрямок переважного вильоту змінився на обернений.

У результаті розпаду кобальт перетворювався в ізотоп ^{60}Ni , спіни якого на одиницю менше, ніж у ^{60}Co . Оскільки спіни електронів і антинейтрино дорівнюють $1/2$, вони повинні бути спрямовані в одну сторону, щоб компенсувати зміну спінів ядер на одиницю.

З детального аналізу; експерименту випливало, що саме розходження в ймовірностях вильоту нагору й униз відповідає існуванню тільки правоґвинтового (або правополяризованого) антинейтрино.

Експеримент був повторений з ^{58}Co , що є β^+ -активним:



Утворився також асиметричний розподіл, відповідно до якого можна підтверджувати, що в природі існує тільки лівополяризоване нейтрино.

Таким чином, проведені експерименти показали асиметрію слабких взаємодій стосовно правого і лівого. Ця асиметрія щодо правого та лівого і є свідомством порушення закону зберігання парності в слабких взаємодіях.

Існує й інший засіб встановлення *незберігання парності*, заснований на правилі: якщо при розпаді неполяризованої частинки вилітають подовжньо поляризовані частинки, то це означає незберігання парності. Розглянемо від-

биття у дзеркалі правополяризованого електрона. Припустимо, що електрон рухається уздовж осі x із швидкістю $v=v_x$ і його спін спрямований уздовж цієї ж осі (рис.6.3). При цьому внутрішнє обертання електрона відбувається в площині yz . Замінімо x на $-x$, залишивши осі y і z незмінними. Це означає, що процес відбитий у дзеркалі, перпендикулярному осі x . Напрямок руху електрону зміниться на обернений, а напрямок обертання збережеться. З правополяризованого (рис.6.3, а) він стане лівополяризованим (рис.6.3,б). У даному прикладі стан електрона при дзеркальному відображенні змінився. Таким чином, електрон, аналізований через дзеркало, буде відрізнятися від реального.

Встановлено, наприклад, що при розпадах $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$; $\pi^- \rightarrow \mu^- + \nu_\mu$ мюони вилітають цілком подовжньо поляризованими, тобто і при цьому розпаді парність не зберігається.

Експерименти, в яких робилися спроби виявити незберігання парності в сильних і електромагнітних взаємодіях дали негативні результати - у цих взаємодіях парність зберігається.

Процеси, що викликані слабкими взаємодіями, зустрічаються рідше, ніж електромагнітні процеси і процеси, що викликаються сильною взаємодією. Тому переважна більшість явищ у світі протікає зі зберіганням парності.

Проте всі частинки іноді поряд із набагато більш істотними сильними й електромагнітними відчують і слабкі взаємодії. Тому про принцип дзерка-

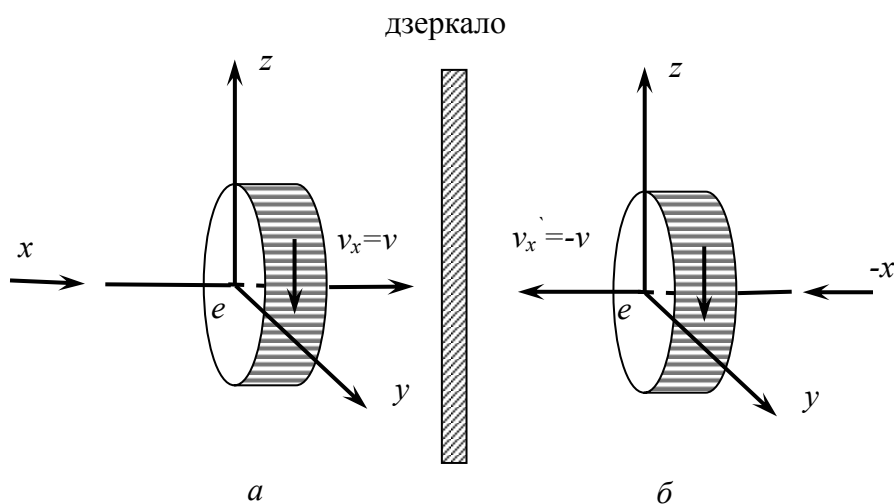


Рис. 6.3. Поляризований електрон і його „дзеркальне відображення”

льної симетрії як про загальний принцип симетрії законів природи говорити не можна.

Як треба розуміти природу цієї асиметрії? Чи є вона властивістю простору або властивістю частинок і їх взаємодій? Оскільки не зберігання парності має місце тільки для слабких взаємодій, справедливо, очевидно, саме останнє твердження.

CPT-теорема. Була висунута гіпотеза про те, що, хоча інваріантність законів природи щодо відбивання просторових координат не має місця, будь-які взаємодії повинні бути інваріантні щодо перетворення, що полягає у відбитті (інверсії) просторових координат і одночасного переходу від частинок до античастинок. Цю комбінацію просторової інверсії і зарядового спряження Ландау назвав *комбінованою інверсією*. Іншими словами, явища природи протікають однаково, якщо при відбитті в дзеркалі одночасно замінити частинки на античастинки. Таке перетворення позначається символом CP , де C - оператор зарядового спряження, а P - оператор інверсії просторових координат.

Якщо застосувати комбіновану інверсію до експерименту Ву, то його легко пояснити: при відбиванні в дзеркалі установка переходить не сама в себе, а в „антиустановку”, що складається з антикобальта-60, оточеного позитронним круговим струмом. Тим самим установка не є дзеркально симетричною, так що електрони можуть вилітати з різними інтенсивностями.

До 1964 р. здавалося, що CP -інваріантність (або, як говорять, *комбінована парність*) зберігається в слабких взаємодіях.

Розглянемо випадок типової слабкої взаємодії π^+ -мезон розпадається на μ^+ -лептон і нейтрино. При дзеркальному відображенні π^- -мезон розпадається на μ^- -лептон і антинейтрино. В природі не існує відповідного процесу, тому що не існує нейтрино, спин якого рівнобіжен імпульсу (правополяризоване нейтрино). Якщо тепер C -перетворенням замінити всі частинки на античас-

тинки, то очевидно, що отримана в результаті комбінованої інверсії CP -система показує, що спостерігається розпад π^- -мезона.

Проте в експериментах, проведених Дж. Кроніном і В. Фітчем у 1964 р., приблизно в 0,2% випадків був виявлений розпад K^0 - мезонів на два заряджених π -мезона, що строго заборонено CP -інваріантністю. У більшості випадків K^0 - мезон, що є комбіновано-непарною системою, розпадається на три π -мезона. Комбінована парність станів $(2\pi^0)$ і $(\pi^+ \text{ і } \pi^-)$ позитивна, а парність $(\pi^+ \pi^- + \pi^0)$ може бути як позитивною, так і негативною. Таким чином, ймовірність розпаду K^0 як на три, так і на два π -мезона вказує на незберігання CP у слабких взаємодіях. Це створює трудність фундаментального характеру.

У теорії елементарних частинок важливе значення мають три типи стрибкоподібних перетворень, обумовлених: заміною частинки на античастинку (зарядовим спряженням— C), заміною z на $-z$ (інверсією простору - P) і заміною T на $-T$ (інверсією часу, що змінює знаки швидкостей, а отже, імпульсів і проекції спінів усіх частинок). Існуюча хоча і недосконала - квантова теорія елементарних частинок інваріантна щодо добутку перетворень C , P и T :

$$CPT = 1$$

(так звана *CPT-теорема Г. Людерса – В. Паулі*).

Експеримент показує, що сильні взаємодії з великим ступенем точності окремо C -, P - і T - інваріантні. Електромагнітні взаємодії P -інваріантні, але, можливо, помітно порушують C - (і T -) інваріантність. Нарешті, слабкі взаємодії цілком порушують C -, P - і, можливо, T -інваріантність. Майбутня теорія елементарних частинок повинна в першу чергу пояснити цей факт.

Контрольні питання та завдання

1. Дайте означення поняттю „елементарна частинка”.
2. За якими ознаками елементарні частинки поділені на лептони і адрони? Яким статистикам вони підпорядковуються?
3. Наведіть приклади лептонів і адронів?
4. В чому полягає фізичний сенс лептонного і баріонного зарядів?

5. Які частинки називають резонансами?
6. Дайте означення терміну „дивні частинки”.
7. Поясніть, чому дивні частинки народжуються парами (асоціативно).
8. Дайте визначення терміну „ізотопічний мультиплет”.
9. Наведіть приклади ізотопічного дублету, триплету, мультиплету.
10. В чому полягає закон зберігання ізотопічного спіну?
11. На основі кваркової моделі адронів поясніть будову мезонів і баріонів.
12. Наведіть можливі причини того, чому не вдається спостерігати кварки у вільному стані.
13. Як, відповідно до квантової хромодинаміки, виконується взаємодія між кварками?
14. Які види взаємодії існують в природі? Що виступає носіями цих взаємодій?
15. В чому полягають дослідження по виявленню незберігання парності?
17. В яких взаємодіях C -, P - і T - перетворення інваріантні, а в яких не зберігаються?

ДОДАТКИ

ДОДАТОК 1

1. УНІВЕРСАЛЬНІ ФІЗИЧНІ СТАЛІ

Атомна одиниця маси

$$1\text{АОМ} = 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$$

Заряд елементарний

$$e = 1,602 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$$

Заряд питомий електрона

$$\frac{e}{m_e} = 1,759 \cdot 10^{11} \text{ Кл/кг}$$

Магнетон Бора

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e} = 9,274 \cdot 10^{-24} \text{ А} \cdot \text{м}^2$$

Магнетон ядерний

$$\mu_{яд} = \frac{e\hbar}{2m_p} = 5,051 \cdot 10^{-27} \text{ А} \cdot \text{м}^2$$

Магнітний момент електрона

$$\mu_e = 9,285 \cdot 10^{-24} \text{ А} \cdot \text{м}^2$$

$$\frac{\mu_e}{\mu_B} = 1,011$$

Магнітний момент протона

$$\mu_p = 1,411 \cdot 10^{-26} \text{ А} \cdot \text{м}^2$$

$$\frac{\mu_p}{\mu_B} = 1,521 \cdot 10^{-3}$$

$$\frac{\mu_p}{\mu_{яд}} = 2,793$$

Маса спокою електрона

$$m_e = 9,109 \cdot 10^{-31} \text{ кг}$$
$$= 5,486 \cdot 10^{-4} \text{ АОМ}$$

Маса спокою нейтрона

$$m_n = 1,675 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$$
$$= 1,008 \text{ АОМ}$$

Маса спокою протона

$$= 1,672 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$$
$$= 1,007 \text{ АОМ}$$

Стала Больцмана

$$k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Дж/К}$$

Стала Планка

$$h = 6,626 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}$$

$$\hbar = \frac{h}{2\pi} = 1,054 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}$$

Універсальна електрична стала

$$\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ Ф/м}$$

Швидкість світла у вакуумі

$$c = 2,998 \cdot 10^8 \text{ м/с}$$

Число Авогадро

$$N_A = 6,022 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}$$

2. ПЕРІОДИЧНА СИСТЕМА ХІМІЧНИХ ЕЛЕМЕНТІВ Д.І.МЕНДЕЛЕЄВА

ПЕРІОДИ	РЯДИ	ГРУПИ ЕЛЕМЕНТІВ																			
		I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII												
1	1	¹ H водень 1,00794							² He гелій 4,003												
2	2	³ Li літій 6,941	⁴ Be берилій 9,012	⁵ B бор 10,81	⁶ C вуглець 12,011	⁷ N азот 14,007	⁸ O кисень 15,999	⁹ F фтор 18,998	¹⁰ Ne неон 20,179												
3	3	¹¹ Na натрій 22,898	¹² Mg магній 24,305	¹³ Al алюміній 26,981	¹⁴ Si кремній 28,085	¹⁵ P фосфор 30,973	¹⁶ S сірка 32,06	¹⁷ Cl хлор 35,453	¹⁸ Ar аргон 39,946												
4	4	¹⁹ K калій 39,098	²⁰ Ca кальцій 40,08	²¹ Sc скандій 44,956	²² Ti титан 47,90	²³ V ванадій 50,941	²⁴ Cr хром 51,996	²⁵ Mn марганець 54,938	²⁶ Fe залізо 55,847	²⁷ Co кобальт 58,933	²⁸ Ni нікель 58,70										
	5	²⁹ Cu мідь 63,548	³⁰ Zn цинк 65,38	³¹ Ga галій 69,72	³² Ge германій 72,59	³³ As миш'як 74,921	³⁴ Se селен 78,96	³⁵ Br бром 79,904	³⁶ Kr криптон 83,80												
5	6	³⁷ Rb рубідій 85,468	³⁸ Sr стронцій 87,62	³⁹ Y ітрій 88,906	⁴⁰ Y цирконій 91,22	⁴¹ Nb ніобій 92,906	⁴² Mo молібден 95,904	⁴³ Tc технецій 98,906	⁴⁴ Ru рутений 101,07	⁴⁵ Rh родій 102,905	⁴⁶ Pd паладій 106,4										
	7	⁴⁷ Ag срібло 107,868	⁴⁸ Cd кадмій 112,41	⁴⁹ In індій 114,82	⁵⁰ Sn олово 118,69	⁵¹ Sb сурма 118,69	⁵² Te телур 127,60	⁵³ I йод 126,904	⁵⁴ Xe ксенон 131,30												
6	8	⁵⁵ Cs цезій 132,905	⁵⁶ Ba барій 137,33	La-Lu		⁷² Gf гафній 178,49	⁷³ Ta тантал 180,948	⁷⁴ W вольфрам 183,85	⁷⁵ Re реній 188,207	⁷⁶ Os осмій 190,2	⁷⁷ Ir іридій 192,22	⁷⁸ Pt платина 195,09									
	9	⁷⁹ Au золото 196,966	⁸⁰ Hg ртуть 200,59	⁸¹ Tl талій 204,37	⁸² Pb свинець 207,2	⁸³ Bi вісмут 208,980	⁸⁴ Po полоній [209]	⁸⁵ At астат [210]	⁸⁶ Rn радон [222]												
7	10	⁸⁷ Fr францій 223	⁸⁸ Ra радій 226,025	Ac-Lr		¹⁰⁴ Ku курчатовий [261]	¹⁰⁵ Ns нільсборій [261]	¹⁰⁶	¹⁰⁷												
Лантаноїди		⁵⁷ La лантан 138,905	⁵⁸ Ce церій 140,12	⁵⁹ Pr празеодим 170,908	⁶⁰ Nd неодим 144,24	⁶¹ Pm прометій 145	⁶² Sm самарій 150,4	⁶³ Eu європій 151,96	⁶⁴ Gd гадоліній 157,25	⁶⁵ Tb тербій 158,925	⁶⁶ Dy диспрозій 162,50	⁶⁷ Ho гольмій 164,930	⁶⁸ Er єрбій 167,26	⁶⁹ Tm тулій 168,934	⁷⁰ Yb ітербій 173,04	⁷¹ Lu лютецій 174,967					
Актиноїди		⁸⁹ Ac актиній [227]	⁹⁰ Th торій 232,038	⁹¹ Pa протактиній 232,038	⁹² U уран 238,029	⁹³ Np нептуній 237,048	⁹⁴ Pu плутоній [244]	⁹⁵ Am америцій [243]	⁹⁶ Cm кюрій [243]	⁹⁷ Bk берклій [247]	⁹⁸ Cf каліфорній [251]	⁹⁹ Es ейнштейній [254]	¹⁰⁰ Fm фермій [257]	¹⁰¹ Md менделевій [257]	¹⁰² (No) нобелій [255]	¹⁰³ (Lr) лоуренсій [256]					

ДОДАТОК 2

1. Лептони ($J=1/2, L=1, B=0$)

Частинка	Лептонний заряд			Маса, MeV	Час життя, с	Основні канали розпаду
	L_e	L_μ	L_τ			
e^-	+1	0	0	0,511003	$\infty (>2 \cdot 10^{22} \text{ років})$	
ν_e	+1	0	0	<46eV		
e^-	0	+1	0	105,6592	$2,197 \cdot 10^{-6}$	$e^- \tilde{\nu}_e \nu_\mu (98,6\%)$
ν_e	0	+1	0	<0,52	∞	$e^- \tilde{\nu}_e \nu_\mu \gamma (1,4\%)$
τ^-	0	0	+1	1784	$(4,6 \pm 1,9) \cdot 10^{-13}$	$\rho^- \nu_\tau (22\%)$ $\pi^+ \pi^- \pi^- \nu_\tau (18\%)$ $e^- \tilde{\nu}_e \nu_\tau (16\%)$ $\pi^- \nu_\tau (11\%)$ $\pi^- \rho^0 \nu_\tau (7\%)$
ν_τ	0	0	+1	<250	?	?

2. Кварки

Кварк	Маса, MeV	Спін, парність (J^P)	Лептонний заряд, L	Баріонний заряд, B	Дивність, S	Чарування, C	Ізотопічний спін, T	T_Z	Q	Участь в взаємодіях
u	≈ 5	$1/2^+$	0	1/3	0	0	+1/2	+1/2	+2/3	-
d	≈ 7	$1/2^+$	0	1/3	0	0	1/2	-1/2	-1/3	-
c	≈ 1350	$1/2^+$	0	1/3	0	+1	0	0	+2/3	беруть
s	≈ 150	$1/2^+$	0	1/3	-1	0	0	0	-1/3	участь в
$t?$	>22000	$1/2^+$	0	1/3	0	0	0	0	+2/3	усіх взає-
b	≈ 4700	$1/2^+$	0	1/3	b=+1		0	0	-1/3	модіях

3. Квazістабільні мезони ($J^P=0^{-1}$, $L=0$, $B=0$)

Час-тин-ка	Квар-ковий склад	Див-ність, S	Чару-вання, C	Ізотопіч-ний спін, T	T_Z	Маса, МеВ	Час життя, с	Основні кана-ли розпаду
π^\pm π^0	$u\bar{d}(d\bar{u})$ $u\bar{u}(d\bar{d})$	0 0	0 0	1 1	± 1 0	139,567 134,963	$2,6 \cdot 10^{-8}$ $0,8 \cdot 10^{-10}$	$\mu^\pm \nu_\mu (\tilde{\nu}_\mu) (100\%)$ $\gamma\gamma (98,8\%)$
η^0	$u\bar{u}, d\bar{d}, s\bar{s}$	0	0	0	0	548,8	$0,7 \cdot 10^{-18}$	$\gamma\gamma (39\%)$ $\pi^0 \pi^0 \pi^0 (32\%)$ $\pi^+ \pi^- \pi^0 (24\%)$
K^+	$u\bar{s}$	+1	0	1/2	+1/2	496,67	$1,2 \cdot 10^{-8}$	$\mu^+ \nu_\mu (63,5\%)$ $\pi^+ \pi^0 (22,2\%)$ $\pi^+ \pi^- \pi^0 (5,6\%)$
K_S^0 K^0 K_L^0	$d\bar{s}$	+1	0	1/2	1/2	497,7	$0,89 \cdot 10^{-10}$ $5,18 \cdot 10^{-8}$	$\pi^+ \pi^- (68,8\%)$ $\pi^0 \pi^0 (31,4\%)$ $\pi^+ e^- \bar{\nu}_e (\nu_e) (38,7\%)$ $\pi^\pm \mu^\mp \bar{\nu}_\mu (\nu_\mu) (27,1\%)$ $\pi^0 \pi^0 \pi^0 (21,5\%)$ $\pi^+ \pi^- \pi^0 (12,4\%)$
D^+	$c\bar{d}$	0	+1	1/2	+1/2	1869	$\approx 9 \cdot 10^{-13}$	$\tilde{K}^0 X + K^0 X (\approx 50\%)$ $e^+ X (20\%)$ $K^- X (15\%)$ $\tilde{K}^0 \pi^+ \pi^0 (10\%)$
D^0	$c\bar{u}$	0	+1	1/2	-1/2	1865	$\approx 5 \cdot 10^{-13}$	$K^- X (\approx 45\%)$ $\tilde{K}^0 X + K^0 X (\approx 30\%)$ $K^- \pi^+ \pi^0 (10\%)$
F^+	$c\bar{s}$	+1	+1	0	0	2021	$\approx 2 \cdot 10^{-13}$?

* Символом X позначені інші частинки

4. Стабільні і квазістабільні баріони ($J^P=1/2^+, L=0, B=+1$)

Частинка	Кварковий склад	Дивність, S	Чарування, C	Ізотопічний спін, T	T_Z	Маса, MeV	Час життя, с	Основні канали розпаду
p n	uud udd	0 0	0 0	1/2 1/2	+1/2 -1/2	938,279 939,573	$>10^{32}$ років 925 ± 11	$p e^- \bar{\nu}_e$ (100%)
Λ^0	uds	-1	0	0	0	1115,6	$2,63 \cdot 10^{-10}$	$p \pi^-$ (64%) $n \pi^0$ (36%)
Σ^+ Σ^0 Σ^-	uus uds dds	-1 -1 -1	0 0 0	1 1 1	+1 0 -1	1189,4 1192,5 1197,3	$0,8 \cdot 10^{-10}$ $5 \cdot 10^{-20}$ $1,48 \cdot 10^{-10}$	$p \pi^0$ (52%) $n \pi^+$ (48%) $\Lambda \gamma$ (100%) $n \pi^-$ (100%)
Ξ^0 Ξ^-	uss dss	-2 -2	0 0	1/2 1/2	+1/2 -1/2	1315 1321,3	$2,9 \cdot 10^{-10}$ $1,64 \cdot 10^{-10}$	$\Lambda \pi^0$ (100%) $\Lambda \pi^-$ (100%)
Ω^-	sss	-3	0	0	0	1672,5	$0,8 \cdot 10^{-10}$	ΛK^- (69%) $\Xi^0 \pi^-$ (29%) $\pi^- \pi^0$ (8%)
Λ_c^+ Λ_b^0	udc udb	0 0	+1 0	0 0	0 0	2282 ~ 5400	$(1-2) \cdot 10^{-13}$	спостерігалось 12 типів розпадів

Література,

*Що використана в навчальному посібнику,
а також рекомендується для вивчення*

1. Вальтер А.К., Залюбовский И.И. Ядерная физика // Харьков: Вища школа. – 1978. – 424 с.
2. Мухин К.Н. Экспериментальная ядерная физика // М: Атомиздат. – 1974.
3. Ракобольская И.В. Ядерная физика // М: Изд. Московского университета. – 1981. – 280 с.
4. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Атомная и ядерная физика. Ч. 2. // М: Наука. – 1989. – 416 с.
5. Широков Ю.М., Юдин Н.П. Ядерная физика // М: Наука. – 1972. – 672с.
6. Ситенко О.Г., Тартаковський В.К. Теорія ядра // Київ: Либідь. – 2001. - 608с.
7. Вишневський І.М. Актуальні проблеми ядерної фізики //Тези доповідей Всеукраїнського з'їзду „Фізика в Україні.” – Одеса -2005.- С.19.
8. Яворский Б.М., Детлаф А.А. Справочник по физике // М: Наука. – 1977. – 944с.

**Возняк О.М., Салій Я.П., Фреїк Д.М.,
Чобанюк В.М.**

Курс загальної фізики

**Атомна і ядерна фізика
Практикум розв'язування задач**

Міністерство освіти і науки України
Прикарпатський університет
імені Василя Стефаника
кафедра фізики твердого тіла

**Возняк О.М., Салій Я.П., Фреїк Д.М.,
Чобанюк В.М.**

Курс загальної фізики

Атомна і ядерна фізика Практикум розв'язування задач

Для студентів фізичних та природничих
спеціальностей вищих навчальних закладів

Івано-Франківськ

2002

УДК 371.214.112+53.01

ББК 22.38.

В80

Курс загальної фізики. Атомна і ядерна фізика. Практикум розв'язування задач / Возняк О.М., Салій Я.П., Фреїк Д.М., Чобанюк В.М. – Івано-Франківськ, Прикарпатський університет імені Василя Стефаника: «Плай» – 2002 р. – 72 с.

До усіх розділів курсу атомної та ядерної фізики наведено короткий виклад теоретичного матеріалу, приклади розв'язування типових задач та умови задач для самостійної роботи. Пропонується близько 200 задач різного ступеня складності. Віддано перевагу не абстрактним, а реальним задачам з практичним змістом. У кінці посібника наведені відповіді до задач, а також додатки із табличними даними.

Для студентів і викладачів фізичних спеціальностей вищих навчальних закладів III і IV ступеня акредитації. Може бути використаний студентами природничих та технічних спеціальностей.

Іл. 12. Бібліографія 14.

Затверджено Вченою Радою Прикарпатського університету
імені Василя Стефаника
(Протокол № 3 від 29 жовтня 2002 р.)

Рецензенти: Климишин І.А. – д-р фіз.-мат. наук, проф.
Прокопів В.В. – канд. фіз.-мат. наук, доц.

© О.М. Возняк, Я.П. Салій, Д.М. Фреїк, В.М. Чобанюк

ISBN 966-640-88-у

Зміст

Вступ	5
<i>Частина 5. Загальні властивості атомних ядер</i>	36
<i>Частина 6. Радіоактивні перетворення</i>	42
<i>Частина 7. Ядерні реакції</i>	48
<i>Частина 8. Фізика елементарних частинок</i>	53
Відповіді	56
Додатки	64

V. ЗАГАЛЬНІ ВЛАСТИВОСТІ АТОМНИХ ЯДЕР

Найважливіші поняття, закони і формули

Радіус ядра:

$$R = R_0 A^{1/3},$$

де A – масове число ядра, $R_0 = 1.4$ Фм.

Енергія зв'язку ядра:

$$E_{зв} = 931.5 \{Zm_H + (A - Z)m_n - M\},$$

де Z – зарядове число ядра, A – масове число, m_H , m_n , M – маси атома водню, нейтрона і атома, що відповідає цьому ядру.

Для розрахунків зручніше використовувати формулу:

$$E_{зв} = 931.5 \{Z\Delta_H + \Delta_n - \Delta\},$$

де Δ_H , Δ_n , Δ – надлишок маси ($M - A$) атома водню, нейтрона і атома, що відповідає цьому ядру.

Напівемпірична формула Вейцекера для енергії зв'язку ядра, виражену у МеВ:

$$E_{зв} = 14 A - 13 A^{2/3} - 0.584 Z^2/A^{1/3} - 19.3(A - 2Z)^2/A + (33.5/A^{3/4})\delta$$

де $\delta = +1$, якщо ядра парно – парні; $\delta = -1$, якщо ядра непарно – непарні; $\delta = 0$ для всіх інших випадків.

Повний механічний момент атома:

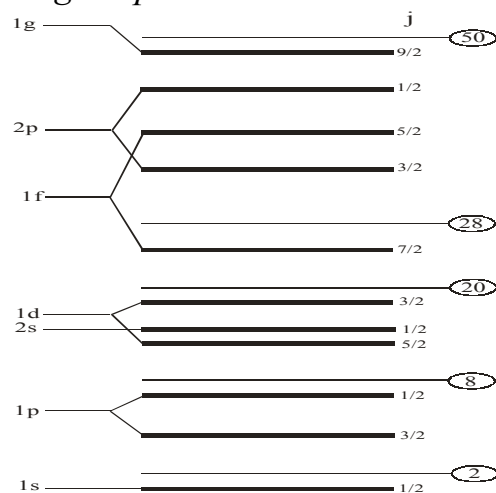
$$\mathbf{F} = \mathbf{J} + \mathbf{I}, F = J + I, J + I - 1, \dots, |J - I|,$$

де \mathbf{J} – механічний момент електронної оболонки атома, \mathbf{I} – механічний момент ядра (спін ядра).

Магнітний момент ядра (його максимальна проекція):

$$\mu = gI\mu_0,$$

де g – гіромагнітний множник, I – спін ядра, μ_0 – ядерний магнетон.



Модель ядерних оболонок. На рисунку j – квантове число повного моменту нуклона, цифри всередині овалів – кількість нуклонів одного виду (протонів або нейтронів), що заповнюють усі рівні, розміщені нижче відповідної лінії, – межі оболонки. Заповнення рівнів протонами і нейтронами відбувається незалежно і відповідно до принципу Паулі.

Парність P частинки з орбітальним моментом l і внутрішньою парністю P_i визначається як $P = P_i(-1)^l$.

Парність системи n нуклонів з орбітальними моментами l_1, l_2, \dots, l_n :

$$P = (-1)^{l_1 + l_2 + \dots + l_n},$$

оскільки внутрішні парності нуклонів рівні $+1$.

Приклади розв'язування задач

Задача 1. Знайти енергію зв'язку нейтрона у ядрі $^{17}_8\text{O}$.

Оскільки енергія зв'язку складної системи визначається різницею мас складових частин системи і її маси у зв'язаному стані, то

$$\Delta E^{36} = 931.5 \left\{ \Delta_{16}^{16}\text{O} + \Delta_{0n} - \Delta_{17}^{17}\text{O} \right\}.$$

Підставивши значення надвишків мас, одержимо

$$\Delta E^{36} = 931.3 \frac{\text{MeV}}{\text{a.o.m.}} \{0.005085 + 0.008665 + 0.000867\} \text{a.o.m.} = 4.14 \text{ MeV}.$$

Задача 2. У таблиці задачі 5.12 подані значення повної енергії зв'язку дзеркальних ядер. Припускаючи, що протони всередині ядра розміщені рівномірно, а ядерні сили між протонами і нейтронами не залежать від електричного заряду, обчислити радіуси атомних ядер. Приймаючи, що радіус ядра $R = R_0 A^{1/3}$, знайти методом найменших квадратів сталу R_0 .

Приймаючи, що різниця енергій зв'язку дзеркальних ядер обумовлена із кулонівським відштовхуванням, одержимо

$$\Delta E^{36} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{3}{5} \frac{e^2}{R} \{Z(Z+1) - Z(Z-1)\},$$

звідки знаходимо

$$R = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{3}{5} \frac{e^2 2Z}{\Delta E^{36}}.$$

Підставивши значення сталих величин, одержимо

$$R = 9 \cdot 10^9 \frac{\text{м}}{\Phi} \cdot 0,6 \cdot \frac{2 \cdot (1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл})^2 Z}{\Delta E^{36}} = 1,73 \left(\frac{Z}{\Delta E^{36}} \right) \text{ MeV}.$$

Розрахуємо за цією формулою розміри для всіх тринадцяти пар ядер і апроксимуємо одержані значення функцією

$$R_i = R_0 A_i^{1/3}.$$

Для застосування методу найменших квадратів утворимо функцію

$$f(R_0) = \sum \left(R_i - R_0 A_i^{1/3} \right)^2$$

і мінімізуємо її за величиною R_0 . Внаслідок мінімізації одержимо

$$R_0 = \frac{\sum A_i^{1/3} R_i}{\sum A_i^{2/3}},$$

а підставивши значення R_i , знайдемо

$$R_0 = 1,44 \text{ Фм}.$$

Задача 3. За допомогою моделі ядерних оболонок визначити спін і парність основних станів ядер ^{13}C і ^{13}N .

1). Запишемо конфігурацію протонної і нейтронної оболонок ядра C

$$n : 1S_{1/2} - 2; \quad 1P_{3/2} - 4; \quad 1P_{1/2} - 1, \quad p : 1S_{1/2} - 2; \quad 1P_{3/2} - 4.$$

Спін цього ядра визначається спіном некомпенсованого нейтрона у стані $1P_{1/2}$. Тому $J = 1/2$. Парність станів ядра рівна

$$P = (-1)^{\sum l_i} = (-1)^1 = -1.$$

2). Запишемо конфігурацію протонної і нейтронної оболонок ядра N ,

$$n : 1S_{1/2} - 2; \quad 1P_{3/2} - 4, \quad p : 1S_{1/2} - 2; \quad 1P_{3/2} - 4; 1P_{1/2} - 1.$$

Спін цього ядра визначається спіном некомпенсованого протона у стані $1P_{1/2}$. Тому $J = 1/2$. Парність станів ядра рівна

$$P = (-1)^{\sum l_i} = (-1)^1 = -1.$$

Задачі для самостійного розв'язання

5.1. Оцінити густину ядерної речовини, концентрацію нуклонів, а також об'ємну густину електричного заряду в ядрі.

5.2. У сучасній системі мас атомів за одиницю *а.о.м.* прийнято $1/12$ маси атома ^{12}C (замість старої одиниці маси *МЕ*, що рівна $1/16$ маси атома ^{16}O). Знайти зв'язок між одиницями *а.о.м.* і *МЕ*. Як змінились числові значення мас атомів при переході від старої одиниці маси до нової?

5.3. Знайти за допомогою табличних значень мас нуклідів:

а) енергію зв'язку нейтрона, а також α -частинки в ядрі ^{21}Ne ;

б) енергію поділу ядра ^{16}O на чотири однакові частинки.

5.4. Знайти енергію зв'язку нейтрона у ядрі $^{17}_8\text{O}$

5.5. Визначити питому енергію зв'язку для ядра $^{17}_8\text{O}$.

5.6. Знайти енергію збудження ядра ^{207}Pb , яке виникає при захопленні ядром ^{206}Pb нейтрона з нескінченно малою кінетичною енергією.

5.7. Знайти енергію, необхідну для поділу ядра $^{16}_8\text{O}$ на α -частинку, і ядро $^{12}_6\text{C}$, якщо відомо, що енергії зв'язку ядер ^{16}O ; ^{12}C ; ^4He дорівнюють відповідно 127.62 MeV; 92.16 MeV; 28.30 MeV.

5.8. Визначити енергію, що виділяється у процесі утворення двох α -частинок при синтезі ядер ^2H , ^6Li , якщо відомо, що енергії

зв'язку на один нуклон в ядрах ${}^2\text{H}$, ${}^4\text{He}$ і ${}^6\text{Li}$ дорівнюють відповідно 1.11; 7.08; 5.33 MeV.

5.9. Показати, що при рівномірному розподілі заряду по об'єму ядра енергія кулонівського відштовхування протонів $U_{\text{кул}} = (0.6 \cdot Z^2 \cdot e^2) / 4\pi\epsilon_0 R$, де Ze і R – заряд і радіус ядра.

5.10. Обчислити різницю енергій зв'язку дзеркальних ядер ${}^{33}_{16}\text{S}$ і ${}^{33}_{17}\text{Cl}$, якщо відомо, що маса ${}^{33}\text{S}$ менша від маси ${}^{33}\text{Cl}$ на 0.00599 а.о.м. Порівняти одержану величину з різницею енергій кулонівського відштовхування. Пояснити причину співпадання результатів.

5.11. Вважаючи, що різниця енергій зв'язку дзеркальних ядер ${}^{23}_{11}\text{Na}$ і ${}^{23}_{12}\text{Mg}$ визначається відмінністю лише енергій кулонівського відштовхування в цих ядрах, обчислити їх радіуси. Порівняти знайдений результат з одержаним за формулою для радіуса ядра.

5.12. У таблиці 5.12 подані значення повної енергії зв'язку дзеркальних ядер. Припускаючи, що протони всередині ядра розміщені рівномірно, а ядерні сили між протонами і нейтронами не залежать від електричного заряду, обчислити радіуси атомних ядер. Приймавши, що радіус ядра $R = R_0 \cdot A^{1/3}$, знайти методом найменших квадратів сталу R_0 .

5.13. Два терми одного і того ж атома мають різні квантові числа j (j_1 і j_2). Яке квантове число (j чи J) можна знайти за кількістю компонент N надтонкого розщеплення кожного терма у тому випадку, коли кількості компонент обох термів:

- а) однакові ($N_1 = N_2$);
- б) різні ($N_1 \neq N_2$).

5.14. Відношення інтенсивностей компонент надтонкого розщеплення спектральних ліній ${}^2P_{1/2} \rightarrow {}^2S_{1/2}$ натрію рівне приблизно 10:6. Взявши до уваги, що надтонка структура обумовлена розщепленням терма ${}^2P_{1/2}$ (розщеплення терма ${}^2S_{1/2}$ нескінченно мале), знайти спін ядра ${}^{23}\text{Na}$.

5.15. Електронна оболонка атома створює на ядрі магнітне поле B_0 , напрям якого співпадає з напрямком механічного моменту електронної оболонки j . Додаткова енергія взаємодії магнітного моменту ядра з цим полем залежить від орієнтації механічних моментів J і j , яка визначається правилами просторового квантування. Виходячи з цих міркувань, показати, що інтервали між сусідніми підрівнями, які описуються квантовими числами $F, F+1, F+2, \dots$, відносяться, як $F+1 : F+2 : \dots$

Таблица 5.12.

		ΔE^{3B} (МэВ)
${}^3_1\text{H}$	8.48212	0.76384
${}^3_2\text{He}$	7.71828	
${}^5_2\text{He}$	27.410	1.08
${}^5_3\text{Li}$	26.330	
${}^7_3\text{Li}$	39.2455	1.6423
${}^7_4\text{Be}$	37.6012	
${}^{11}_5\text{B}$	76.2067	2.7649
${}^{11}_6\text{C}$	73.4418	
${}^{13}_6\text{C}$	97.1099	3.003
${}^{13}_7\text{N}$	94.1069	
${}^{15}_7\text{N}$	115.1939	3.5417
${}^{15}_8\text{O}$	111.9522	
${}^{17}_8\text{O}$	131.7635	3.5425
${}^{17}_9\text{F}$	128.221	
${}^{19}_9\text{F}$	147.8029	4.0206
${}^{19}_{10}\text{Ne}$	143.7823	
${}^{21}_{10}\text{Ne}$	167.4073	4.3293
${}^{21}_{11}\text{Na}$	163.078	
${}^{23}_{11}\text{Na}$	186.566	4.8387
${}^{23}_{12}\text{Mg}$	181.7273	
${}^{25}_{12}\text{Mg}$	205.5893	5.0623
${}^{25}_{13}\text{Al}$	200.527	
${}^{27}_{13}\text{Al}$	224.9534	5.5922
${}^{27}_{14}\text{Si}$	219.3612	
${}^{29}_{14}\text{Si}$	245.0121	5.7261
${}^{29}_{15}\text{P}$	239.286	

5.16. Терм ${}^2D_{3/2}$ атома ${}^{209}\text{Bi}$ має чотири компоненти надтонкого розщеплення, причому відношення інтервалів між сусідніми компонентами дорівнює 4:5:6. Знайти за допомогою правила інтервалів спин ядра, а також кількість компонент надтонкого розщеплення лінії ${}^2S_{1/2} \rightarrow {}^2D_{3/2}$.

5.17. Скільки компонент надтонкої структури мають основні терми таких атомів: ${}^3\text{H}$ (${}^2S_{1/2}$); ${}^6\text{Li}$ (${}^2S_{1/2}$); ${}^9\text{Be}$ (1S_0); ${}^{15}\text{N}$ (${}^4S_{3/2}$) і ${}^{35}\text{Cl}$ (${}^2P_{1/2}$). У дужках вказано основний терм електронної оболонки атома.

5.18. Визначити спин ядра ${}^{59}\text{Co}$, основний терм атома якого ${}^4F_{9/2}$ містить вісім компонент надтонкого розщеплення.

5.19. Знайти кількість компонент надтонкого розщеплення спектральних ліній ${}^2P_{1/2} \rightarrow {}^2S_{1/2}$ і ${}^2P_{3/2} \rightarrow {}^2S_{1/2}$ для атомів ${}^{39}\text{K}$. Спин ядра вважається відомим ($J = 3/2$).

5.20. З допомогою моделі ядерних оболонок написати конфігурації основних станів ядер ${}^7\text{Li}$, ${}^{13}\text{C}$, ${}^{25}\text{Mg}$.

5.21. Визначити з допомогою моделі ядерних оболонок спин і парність основних станів ядер ${}^{13}\text{C}$ і ${}^{13}\text{N}$.

5.22. Знайти з допомогою моделі ядерних оболонок спин і парність основного стану таких ядер а) ${}^3\text{H}$; б) ${}^3\text{He}$; в) ${}^{15}\text{N}$ і ${}^{15}\text{O}$.

5.23. Визначити з допомогою моделі ядерних оболонок спин і парності основних станів ядер ${}^{17}\text{O}$, ${}^{29}\text{Si}$, ${}^{29}\text{K}$, ${}^{45}\text{Sc}$, ${}^{63}\text{Cu}$.

VI. РАДІОАКТИВНІ ПЕРЕТВОРЕННЯ

Найважливіші поняття, закони і формули

Основний закон радіоактивного розпаду:

$$N = N_0 e^{-\lambda t}, \quad \lambda = 1/\tau = \ln 2/T.$$

де λ - стала розпаду, τ - середній час життя радіоактивного ядра, T – його період піврозпаду.

Закон радіоактивного розпаду для двох послідовних розпадів:

$$N = N_1(0) \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}),$$

де $N_1(0)$ – кількість препарату 1 в початковий момент часу, λ_1 і λ_2 – сталі розпаду препаратів 1 і 2.

Активність радіоактивного препарату:

$$a = \partial N / \partial t = \lambda N = \lambda N_0 e^{-\lambda t} = a_0 e^{-\lambda t},$$

де a_0 – початкова активність.

Приклади розв'язування задач

Задача 1. Визначити вік t давніх дерев'яних предметів, в яких питома активність (активність одиниці маси) ⁴⁴C становить 3/5 питомої активності цього ж нукліда для щойно зрубаних дерев ($T=5570$ р).

Залежність активності від часу визначається виразом

$$a = a_0 e^{-\lambda t} = a_0 e^{-\frac{t \ln 2}{T_{1/2}}},$$

звідки

$$t = T_{1/2} \frac{\ln \frac{a}{a_0}}{\ln 2}.$$

Підставивши числові дані, одержимо

$$t = 5570 \left(\ln 0.6 / \ln 2 \right) = 4.1 \cdot 10^3 \text{ років}.$$

Задача 2. Радіоізоотоп A_1 зі сталою розпаду λ_1 перетворюється у радіоізоотоп A_2 з λ_2 . Вважаючи, що в початковий момент часу препарат містив лише ядро ізотопа A_1 , знайти, через який час активність препарату A_2 буде максимальною.

Активність радіоізотопа A_2 буде максимальною у тому випадку, коли буде максимальною кількість його ядер. Максимальну ж кількість радіоізопа A_2 можна знайти, прирівнявши до нуля похідну за часом від виразу для закону радіоактивного розпаду

$$N_2(t) = N_1(0) \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}).$$

Тоді

$$t = \frac{\ln\left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2}\right)}{\lambda_1 - \lambda_2}.$$

Задача 3. Розпад ядер ^{210}Po відбувається з основного стану і супроводжується випромінюванням двох груп α -частинок: основної, з енергією 5.30 MeV, і слабкої (за інтенсивністю), з енергією 4.50 MeV. Знайти енергію α -розпаду цих ядер і енергію γ -квантів, що випромінюються дочірними ядрами.

Оскільки до випромінювання α -частинки материнське ядро перебувало у стані спокою, то α -частинка і дочірнє ядро набувають однакових за модулем імпульсів. Тобто

$$p_\alpha = p_N, \text{ або } \sqrt{2m_\alpha T_\alpha} = \sqrt{2M_N T_N}.$$

Звідси знаходимо кінетичну енергію віддачі дочірного ядра і, підставивши її у вираз для енергії, що виділилась при α -розпаді, одержимо

$$Q = T_\alpha + T_N = T_\alpha \left(1 + \frac{m_\alpha}{M_N}\right),$$

а підставивши числові дані, знайдемо

$$Q_1 = 5.30 \text{ MeV} \left(1 + \frac{4a.o.m.}{210a.o.m.}\right) = 5.40 \text{ MeV}.$$

$$Q_2 = 4.50 \text{ MeV} \left(1 + \frac{4a.o.m.}{210a.o.m.}\right) = 4.58 \text{ MeV}.$$

$$E_\gamma = Q_1 - Q_2 = 0.82 \text{ MeV}.$$

Задача 4. Вільне ядро ^{191}Ir з енергією збудження $E = 129 \text{ кеВ}$ перейшло в основний стан, випромінивши γ -квант. Знайти відносну зміну енергії γ -кванта, що виникає внаслідок віддачі ядра.

Оскільки енергія віддачі ядра внаслідок γ -випромінювання

$$\Delta E = \frac{(\eta \omega_0)^2}{2Mc^2},$$

то відносна зміна енергії γ -кванта становитиме

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\eta \omega_0}{2Mc^2}.$$

Підставивши числові дані, знаходимо

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{129 \cdot 10^{-3} \text{ MeV}}{2 \cdot 191 \cdot 931 \text{ MeV}} = 3.6 \cdot 10^{-7}.$$

Задачі для самостійного розв'язання

6.1. Знайти ймовірність розпаду радіоактивного ядра за проміжок часу t , якщо стала розпаду λ відома.

6.2. Яка частка початкової кількості ядер ^{90}Sr :

а) залишиться через 10 і 100 років;

б) розпадеться за 1 добу; 15 років.

6.3. Свіжоприготовлений препарат містить 1.4 мкг радіоактивного ^{24}Na . Якою буде його активність через добу? ($T = 15$ год).

6.4. Обчислити сталу розпаду, середній час життя і період піврозпаду радіоактивного нукліда, активність якого зменшується в 1.07 раз за 100 днів.

6.5. Визначити вік t давніх дерев'яних предметів, в яких питома активність (активність одиниці маси) ^{44}C становить $3/5$ питомої активності цього ж нукліда для щойно зрубаних дерев ($T = 5570$ р).

6.6. Визначити масу свинцю, що утворюється із 1.0 кг ^{238}U за період, який дорівнює віку кори Землі ($2.5 \cdot 10^9$ років).

6.7. Визначити і проаналізувати період (T) радіоактивних елементів, ґрунтуючись на результатах таких вимірювань

t , (год)	0	0.5	1.0	1.5	2.0	2.5	3.0	3.5	4	6	8	10	12
dN/dt , (хв $^{-1}$)	2345	1195	654	390	263	197	165	144	130	98	78	61	48

Вказівка. Побудувати графік, відклавши по осі абсцис час, а по осі ординат – натуральний логарифм кількості імпульсів від лічильника за 1 хв.

6.8. В наш час у природному урані міститься $K_8 = 99.28\%$ ^{238}U і $K_5 = 0.72\%$ ^{235}U . Яке співвідношення між ^{235}U і ^{238}U було в момент утворення Землі, якщо вік Землі дорівнює $4 \cdot 10^9$ років? ($T_8 = 4.51 \cdot 10^9$ років, $T_5 = 0.713 \cdot 10^9$ років).

6.9. ^{234}U (або UII) є продуктом розпаду основного ізотопа ^{238}U (або UI). Знайти період піврозпаду ^{234}U , якщо його вміст у природньому урані 0.0055% . Період піврозпаду ^{238}U $T_8 = 4.51 \cdot 10^9$ років.

6.10. Підрахунок сцинтиляцій показує, що внаслідок розпаду 1 г UI виділяється приблизно $1.21 \cdot 10^4$ α -частинок за 1 с. Знайти сталу розпаду UI . ($\text{UI} = ^{238}\text{U}$).

6.11. Якісно пояснити, чому відсутня нейтронна радіоактивність, практично не спостерігається протонна радіоактивність і разом з тим існує α -радіоактивність.

6.12. Радіоізоотоп A_1 зі сталою розпаду λ_1 перетворюється у радіоізоотоп A_2 з λ_2 . Вважаючи, що у початковий момент часу препарат містив лише ядро ізотопу A_1 , знайти, через який час активність препарату A_2 буде максимальною.

6.13. При радіоактивному розпаді ядер нукліда A_1 утворився радіонуклід A_2 , їх сталі розпаду λ_1 і λ_2 . Вважаючи, що в початковий момент часу препарат містив лише ядра нукліда A_1 в кількості $N_1(0)$. Визначити :

- а) кількість ядер A_2 через проміжок часу t ;
- б) проміжок часу, через який кількість ядер A_2 досягне максимуму;
- в) в якому випадку може виникнути стан перехідної рівноваги, при якій відношення кількості обох нуклідів буде залишатись сталим. Чому рівне це відношення?

6.14. ^{226}Ra є продуктом розпаду ^{238}U і міститься в ньому у кількості один атом на $2.80 \cdot 10^6$ атомів урану. Знайти період піврозпаду ^{238}U , якщо відомо, що він значно більший від періоду піврозпаду ^{226}Ra , який рівний 1620 років.

6.15. Радіонуклід ^{118}Cd зазнає послідовних перетворень
 $^{118}\text{Cd} \rightarrow_{30 \text{ хв}} ^{118}\text{Jn} \rightarrow_{4.5 \text{ хв}} ^{118}\text{Sn}$ (стабільний)

(під стрілками вказано відповідні періоди піврозпаду). Вважаючи, що в момент $t = 0$ препарат містить лише Cd , знайти:

- а) яка частка ядер перетвориться у стабільні ядра через 60 хв. ;
- б) у скільки разів зменшиться активність препарату через 60 хв.

6.16. Ядро ^{213}Po , що перебуває в стані спокою, випромінювало α - частинку з кінетичною енергією $T_\alpha = 8.34 \text{ MeV}$. При цьому дочірнє ядро утворилося безпосередньо в основному стані. Знайти:

- а) повну енергію, що виділилася у цьому процесі;
- б) яку частину цієї енергії становить кінетична енергія дочірнього ядра?
- в) яка швидкість віддачі дочірнього ядра?

6.17. Препарат радію масою 1г. поміщений в оболонку, непроникну для α - частинок. Яка кількість теплоти Q виділиться у препараті і оболонці за 1год? Врахувати віддачу ядра.

6.18. Ядра ^{210}Po випромінюють α - частинки з кінетичною енергією $T = 5.30 \text{ MeV}$, причому практично всі дочірні ядра утворюються в основному стані:

а) знайти кількість тепла, що виділяє 10 мг препарату ^{210}Po за період, рівний середньому часу життя;

б) знайти початкову активність препарату ^{210}Po , якщо за час, рівний періоду піврозпаду, препарат виділив 2.2 кДж тепла.

6.19. Розпад ядер ^{210}Po відбувається з основного стану і супроводжується випромінюванням двох груп α - частинок:

основної з енергією 5.30 MeV, і слабкої (за інтенсивністю), з енергією 4.50 MeV. Знайти енергію α -розпаду цих ядер і енергію γ -квантів, що випромінюються дочірніми ядрами.

6.20. Розпад ядер ^{226}Th відбувається з основного стану і супроводжується випромінюванням α -частинок з енергією 6.33; 6.23; 6.10; 6.03 MeV. Розрахувати і побудувати схему дочірнього ядра.

6.21. При розпаді ядер ^{210}Po випромінюються чотири групи α -частинок: основної з енергією 8.780 MeV і довгопробіжних з енергіями 9.492; 10.422; 10.543 MeV. Розрахувати і побудувати схему рівнів ядра ^{210}Po , якщо відомо, що дочірні ядра у всіх випадках виникають безпосередньо в основному стані.

6.22. Обчислити сумарну кінетичну енергію частинок, що виникають при розпаді нейтрона, який перебуває у стані спокою.

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

6.23. Знаючи масу дочірнього нукліда і енергію β -розпаду Q , знайти масу нукліда:

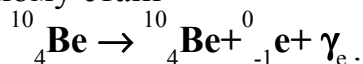
а) ^6He при β^- -розпаді $Q = 3.50$ MeV;

б) ^{22}Na при β^+ -розпаді $Q = 1.83$ MeV.

6.24. Ядро ^{32}P розпадається шляхом β -розпаду, внаслідок чого дочірнє ядро утворюється безпосередньо в основному стані. Знайти максимальну кінетичну енергію β -частинок і відповідну кінетичну енергію дочірнього ядра.

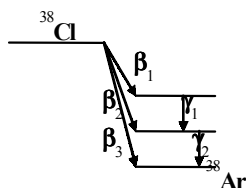
6.25. Як визначити енергії, що виділяються при β^- -розпаді, β^+ -розпаді і K -захопленні, якщо відомі маси материнського і дочірнього атомів та маса електрона?

6.26. Обчислити максимальне значення імпульсу електронів, що випромінюються ядрами ^{10}Be , якщо дочірні ядра утворюються безпосередньо в основному стані



6.27. Обчислити енергію γ -квантів, що супроводжують β -розпад ядер ^{28}Al ($E_\beta = 2.86$ MeV).

6.28. Визначити кількість γ -квантів на один β -розпад ядер ^{38}Cl (рис.), якщо відносна кількість β -розпадів із заданим парціальним спектром β -частинок рівна: 31 % (β_1), 16 % (β_2), 53 % (β_3).

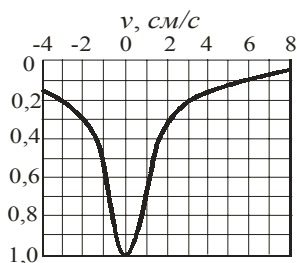


6.29. Вільне ядро ^{191}Ir з енергією збудження $E = 129 \text{ кеВ}$ перейшло в основний стан, випромінивши γ -квант. Знайти відносну зміну енергії цього γ -кванта, що виникає внаслідок віддачі ядра.

6.30. Вільне ядро ^{119}Sn з енергією збудження $E = 23.8 \text{ КеВ}$ переходить в основний стан, випромінивши γ -квант з шириною рівня $\Gamma = 2.4 \cdot 10^{-8} \text{ еВ}$. Чи можливе резонансне поглинання такого γ -кванта іншим вільним ядром ^{119}Sn , що перебуває в основному стані, якщо початково обидва ядра перебували у стані спокою?

6.31. З якою швидкістю повинні рухатися назустріч один одному ядро і поглинач, що складається з вільних ядер ^{191}Ir , щоб спостерігалось максимальне поглинання γ -квантів з енергією 129 кеВ .

6.32 На рисунку показано залежність поглинання γ -лінії Месбауера з енергією 129 кеВ від відносної швидкості джерела і поглинача (^{191}Ir). Взявши до уваги, що випромінювання цієї лінії пов'язане з переходом збуджених ядер безпосередньо в основний стан, знайти ширину і час життя відповідного збудженого рівня.



6.33. Ефект Месбауера полягає в тому, що в кристалах можуть відбуватися процеси випромінювання і поглинання γ -квантів без віддачі ядер. У цьому випадку закон збереження імпульсу виконується за рахунок передачі імпульсу всьому кристалові. Тому процеси випромінювання і поглинання γ -квантів внаслідок дуже великої маси кристала відбуваються з нескінченно малою втратою енергії. Лінії випромінювання і поглинання без віддачі мають природну ширину.

Кристал ^{191}Ir випромінює γ -кванти з енергією 129 кеВ . Лінія Месбауера випромінювання і поглинання γ -квантів має ширину $\Gamma = 4.6 \cdot 10^{-6} \text{ еВ}$. Покладаючи, що кристал, який випромінює γ -кванти, рухається зі швидкістю v , а кристал, що поглинає, перебуває у стані спокою, обчислити найменшу швидкість джерела, яку може зареєструвати доплерівське зміщення γ -квантів. Припустити, що можна впевнено зареєструвати доплерівське зміщення частоти γ -квантів рухомого джерела, що дорівнює $1/6$ ширині лінії.

VII. ЯДЕРНІ РЕАКЦІЇ

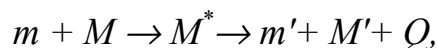
Найважливіші поняття, закони і формули

Енергія ядерної реакції:

$$Q = 931.5(\Sigma M_1 - \Sigma M_2),$$

де ΣM_1 – сума мас частинок до реакції, а ΣM_2 – сума мас частинок після реакції, визначених в а.о.м.

Енергетична схема ядерної реакції, що протікає з утворенням проміжного ядра M^ :*



тут $m+M$ і $m' + M'$ – суми мас частинок до і після реакції, Q – енергія реакції.

Порогова кінетична енергія частинки, що налітає в L – системі, при якій стає можливою ендоенергетична реакція:

$$T_{\text{пор}} = ((m+M)/M)Q,$$

де m і M – маса налітаючої частинки і ядра мішені, Q – енергія реакції.

Формула Брейта-Вігнера для ізолюваного рівня – переріз утворення проміжного ядра на теплових нейтронах:

$$\sigma_a = \pi \lambda^2 g \frac{\Gamma \Gamma_n}{(T - T_0)^2 + (\Gamma/2)^2}, \quad g = \frac{2J+1}{2(2I+1)},$$

де λ і T – довжина хвилі і кінетична енергія нейтрона, що налітає; T_0 – кінетична енергія нейтрона, яка відповідає рівневі проміжного ядра, що розглядається; g – статистичний фактор; I – спин ядра-мішені; $0 J$ – спин рівня проміжного ядра, що розглядається; Γ і Γ_n – повна і нейтронна ширина рівня. Ширина Γ_n залежить від довжини хвилі нейтрона, що налітає:

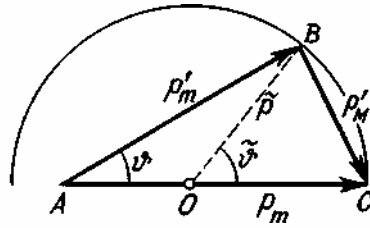
$$\lambda \Gamma_n = \lambda_0 \Gamma_{n0},$$

де λ і Γ_{n0} – довжина хвилі нейтрона і нейтронна ширина рівня при $T = T_0$.

Приклади розв'язування задач

Задача 1. Яку частку кінетичної енергії втрачає нерелятивістська α -частинка при пружному розсіюванні під кутом 60° (у системі центра мас) на ядрі ${}^{12}_6\text{C}$, що перебуває у стані спокою?

З рисунка видно, що зміна імпульсу в системі центра мас буде



$$\Delta p^s = 2p_1^s \sin \frac{\theta}{2}$$

З того ж рисунка видно, що величина $\frac{(\Delta p^s)^2}{2M_A}$ рівна енергії другої частки відносно лабораторної системи відліку. Тому

$$E'_A = \frac{2(p_1^s)^2}{M_A} \sin^2 \frac{\theta}{2}.$$

Зв'язок імпульсу p_1 , виміряним у лабораторній системі відліку, з імпульсом, пов'язаним із системою центра мас p_1^s задається виразом

$$p_1^s = \frac{M_A}{m_\alpha + M_A} p_1.$$

Тоді втрата енергії α - частинки буде

$$\Delta T = \Delta E'_A = T_0 \frac{4M_A m_\alpha}{(M_A + m_\alpha)^2} \sin^2 \frac{\theta}{2},$$

а відносна зміна енергії рівна

$$\frac{\Delta T}{T_0} = \frac{4M_A m_\alpha}{(M_A + m_\alpha)^2} \sin^2 \frac{\theta}{2}.$$

Підставивши числові дані, одержимо

$$\frac{\Delta T}{T_0} = \frac{4 \cdot 4 a.o.m. \cdot 12 a.o.m.}{(4 a.o.m. + 12 a.o.m.)^2} \sin^2 \frac{60^\circ}{2} \approx 0.19.$$

Задача 2. Знайти енергію реакції ${}^7\text{Li} (p, \alpha) {}^4\text{He}$, якщо відомо, що середня енергія зв'язку на 1 нуклон в ядрах ${}^7\text{Li}$, ${}^4\text{He}$ дорівнює відповідно 5.60 і 7.06 MeV.

Енергія реакції визначається співвідношенням

$$Q = 931.5 \{ (M_B + m_n) - (M_{Li} + M_{He}) \}.$$

Щоб визначити кінетичні енергії продуктів реакції, використаємо релятивістську форму закону збереження енергії

$$\sum T + Q = \sum T',$$

і оскільки нейтрон повільний, а ядро бора нерухоме, то $\sum T = 0$. Тоді

$$T'_{Li} + T'_{He} = Q.$$

Щоб знайти розподіл енергії між продуктами реакції, застосуємо закон збереження імпульсу, приймаючи імпульс частинок до реакції рівним нулю. Тому

$$|p'_{Li}| = |p'_{He}|$$

або

$$M_{Li} T_{Li} = M_{He} T_{He}.$$

Тому

$$T'_{Li} = Q \frac{M_{He}}{M_{Li} + M_{He}}, \text{ а } T'_{He} = Q \frac{M_{Li}}{M_{Li} + M_{He}}.$$

Підставивши числові дані, знаходимо

$$T'_{Li} = 2.80 \text{ MeV} \frac{4 \text{ а.о.м.}}{4 \text{ а.о.м.} + 7 \text{ а.о.м.}} = 1.02 \text{ MeV},$$

$$T'_{He} = 2.80 \text{ MeV} \frac{7 \text{ а.о.м.}}{4 \text{ а.о.м.} + 7 \text{ а.о.м.}} = 1.78 \text{ MeV}.$$

Задача 3. Оцінити мінімальну кінетичну енергію α -частинки, що налітає, необхідну для її проходження вище від кулонівського потенціального бар'єра ядра ${}^7\text{Li}$. Чи зумовить α -частинка такої енергії реакцію ${}^7\text{Li} (\alpha, n) {}^{10}\text{B}$?

Мінімальну кінетичну енергію, яку повинна мати α -частинка, щоб подолати потенціальний бар'єр, знайдемо з умови

$$T_{\min} = U = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2Z_{Li}e^2}{R_0 \left(A_1^{1/3} + A_2^{1/3} \right)}.$$

Порогову ж енергію реакції знайдемо зі співвідношення

$$T_{\text{пор}} = 931.5 \frac{M_{Li}}{M_{Li} + m_{\alpha}} \{m_{\alpha} + M_{Li} - M_B - m_n\}.$$

Підставивши числові дані, одержимо

$$T_{\min} = 9 \cdot 10^9 \frac{\text{м}}{\Phi} \frac{2 \cdot 3 \cdot (1.6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл})^2}{1.4 \cdot 10^{-15} \text{ м} \left(4^{1/3} + 7^{1/3} \right)} = 1.8 \cdot 10^4 \text{ eV}.$$

$$T_{\text{пор}} = 931.5 \frac{\text{MeV}}{\text{а.о.м.}} \frac{7 \text{ а.о.м.}}{4 \text{ а.о.м.} + 7 \text{ а.о.м.}}.$$

$$\{4.002604 + 7.016931 - 10.012939 - 1.008665\} \text{ а.о.м.} = 1.2 \text{ MeV}.$$

Задачі для самостійного розв'язання

7.1. Для ядерної реакції $a + A \rightarrow B + b$ обчислити поріг реакції T_{\min} . Спростити одержану формулу для випадку, коли енергія реакції $Q \ll m_a + M_a$. Маса ядер і частинок m_a, m_A, m_b, m_B . Припустити, що ядро A перебуває у стані спокою.

7.2. α -частівка з кінетичною енергією $T_0 = 1.0 \text{ MeV}$ пружно розсіялась на ядрі ${}^6\text{Li}$, що перебувало у стані спокою. Знайти кінетичну енергію віддачі ядра, яке відлетіло під кутом $\theta = 30^\circ$ до початкового напрямку руху α -частинки.

7.3. Нерелятивістський дейтрон зазнав пружного розсіювання на ядрі, що перебувало у стані спокою, і відлетів під кутом 30° . Під таким самим кутом до напрямку руху дейтрона, що налітав, відлетіло і ядро віддачі. Якому атому належить це ядро?

7.4. Яку частку кінетичної енергії втрачає нерелятивістська α -частинка при пружному розсіюванні під кутом 60° (в системі центра мас) на ядрі ^{12}C , що перебуває у стані спокою?

7.5. Протон з кінетичною енергією 0.9 MeV зазнав лобового удару з дейтроном, що перебував у стані спокою. Вважаючи зіткнення пружним, знайти кінетичну енергію протона після зіткнення.

7.6. Нерелятивістський нейтрон був пружно розсіяний під кутом θ_n на ядрі ^4He , що перебувало у стані спокою, внаслідок чого ядро ^4He відлетіло під кутом 60° відносно напрямку руху нейтрона, що налетів. Знайти кут θ_n .

7.7. Знайти енергію реакції $^{10}\text{B} (n, \alpha)$, ^7Li , що відбувається внаслідок взаємодії дуже повільних нейтронів з ядрами бору, які перебувають у стані спокою. Знайти також кінетичні енергії продуктів реакції.

7.8. Знайти енергію реакції $^7\text{Li} (p, \alpha) ^4\text{He}$, якщо відомо, що середня енергія зв'язку на 1 нуклон в ядрах ^7Li , ^4He дорівнює відповідно 5.60 і 7.06 MeV.

7.9. Знайти енергії таких реакцій:

- а) $^3\text{H} (p, \gamma) ^4\text{He}$; б) $^{14}\text{N} (\alpha, d) ^{16}\text{O}$;
в) $^{12}\text{C} (\alpha, d) ^{14}\text{N}$; г) $^6\text{Li} (d, n\alpha) ^3\text{He}$.

7.10 Внаслідок бомбардування літію протонами з енергією 1 MeV утворились дві α -частинки. Знайти їхню швидкість для випадку, коли напрями їх вильоту утворюють однакові кути з напрямом польоту протона.

7.11. Знайти поріг ядерної реакції $^{12}\text{C} (d, n) ^{13}\text{N}$.

7.12. Одержати формулу $T_{\text{пор}} = Q(m+M)/M$, де m і M – маси частинки, що налітає, і ядра-мішені.

7.13. Обчислити порогову енергію α - частинок і нейтронів у таких реакціях:

- а) $\alpha + ^7\text{Li} \rightarrow ^{10}\text{B} + n$; б) $\alpha + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{14}\text{N} + d$;
в) $n + ^{12}\text{C} \rightarrow ^9\text{Be} + \alpha$; г) $n + ^{17}\text{O} \rightarrow ^{14}\text{C} + \alpha$.

7.14. Обчислити порогову кінетичну енергію частинки, що налітає в реакції $^1\text{p} + ^3\text{H} \rightarrow ^3\text{He} + ^1\text{n}$, якщо частинкою, яка налітає, є: а) протон; б) ядро тритію.

7.15. Знайти кінетичну енергію ядер ^7Be і ^{15}O , що виникають у реакціях:

- а) $\text{p} + ^7\text{Li} \rightarrow ^7\text{Be} + n$, $Q = -1.65$ MeV;
б) $n + ^{19}\text{F} \rightarrow ^{15}\text{O} + \text{p} + 4n$, $Q = -35.8$ MeV.

при пороговому значенні енергії протона і нейтрона.

7.16. Оцінити мінімальну кінетичну енергію α -частинки, що налітає, необхідну для її проходження вище від кулонівського

бар'єра ядра ${}^7\text{Li}$. Чи збудить α -частинка такої енергії реакцію ${}^7\text{Li}(\alpha, n){}^{10}\text{B}$?

7.17. Знайти кінетичні енергії нейтронів, при яких перерізи взаємодії з ядрами ${}^{16}\text{O}$ максимальні, якщо нижні рівні проміжного ядра відповідають енергіям збудження 0.87; 3.00; 3.80; 4.54; 5.07; 5.36 MeV.

7.18. При бомбардуванні вуглецевої мішені дейтронами збуджується ядерна реакція ${}^{13}\text{C}(d, n){}^{14}\text{N}$, вихід якої максимальний для таких значень кінетичної енергії дейтрона: 0.60; 0.90; 1.55; 1.80 MeV. Знайти відповідні рівні проміжного ядра, через які йде ця реакція.

7.19. Виразити переріз реакції $A(a, b)B$, знаючи переріз утворення проміжного ядра σ_{ac} і ширину його рівня, через який вона відбувається Γ і Γ_g (Γ – повна ширина рівня; Γ_g – парціальна ширина рівня, що відповідає випромінюванню частинки b).

7.20 При опроміненні дейтронами з енергією 1 MeV тонкої мішені з важкого елемента вихід і переріз реакції ${}^2\text{H}(d, n){}^3\text{He}$ дорівнюють відповідно $0.8 \cdot 10^{-5}$. Визначити переріз даної реакції для кінетичної енергії дейтронів 2 MeV, якщо вихід при цій енергії дейтронів рівний $4 \cdot 10^{-5}$.

7.21. Вихід реакції (γ, n) при опроміненні мідної пластинки товщиною $d = 1.0$ мм γ -квантами з енергією 17 MeV становить $W = 4.2 \cdot 10^{-4}$. Знайти переріз цієї реакції.

7.22. Через камеру, в якій знаходиться газоподібний азот при нормальних умовах, проходить вузький пучок моноенергетичних нейтронів (0.025 eV). Потік нейтронів рівний $2.0 \cdot 10^8 \text{ c}^{-4}$. Знайти переріз реакції (n, p) , якщо відомо, що за час 5.0 мс на 1.0 см довжини пучка виникає 95 протонів.

7.23. Параметром зіткнення ξ нейтрона з ядром сповільнювача називають величину $\ln(E_1/E_2)$, де E_1 – енергія нейтрона до зіткнення, а E_2 – після зіткнення. Знайти вираз для параметра ξ .

7.24. За яку середню кількість співударів нейтрон зменшить свою кінетичну енергію від 2 MeV до 0.025 eV? Як сповільнювач використовують вуглець, водень, берилій.

7.25. Для сповільнення нейтронів використовується речовина з масовим числом A . Якою буде максимальна і середня втрати енергії нейтрона при одному пружному зіткненні?

VIII. ФІЗИКА ЕЛЕМЕНТАРНИХ ЧАСТИНОК

Найважливіші поняття, закони і формули

Повна енергія релятивістської частинки:

$$E = T + mc^2,$$

тут T – кінетична енергія частинки.

Імпульс релятивістської частинки:

$$pc = \sqrt{T(T + 2mc^2)}.$$

Зв'язок релятивістської енергії та імпульсу

$$E^2 = p^2 c^2 + m^2 c^4.$$

Порогова кінетична енергія налітаючої частинки з масою m на нерухому частинку масою M , для реакції $m + M \rightarrow \sum_i m_i$:

$$T_{\text{пор}} = \frac{(\sum_i m_i)^2 - (m + M)^2}{2M} c^2.$$

Приклади розв'язування задач

Задача 1. Додатньо заряджений нерухомий мюон розпався на позитрон і два нейтрино. Знайти максимально можливу кінетичну енергію позитрона.

Енергетичний баланс реакції

$$m_{\mu^+} c^2 = m_{e^+} c^2 + E_{\nu_\mu} + E_{\nu_e} + T_{e^+}.$$

Найбільшу енергію позитрон матиме при максимальному імпульсі, а це може бути при співнаправленості імпульсів нейтрино, отже

$$p_{\nu_\mu} + p_{\nu_e} = p_{e^+}.$$

Помноживши цю рівність на c , одержимо

$$E_{\nu_\mu} + E_{\nu_e} = \sqrt{T(T + 2m_e c^2)}.$$

Отже,

$$T = \frac{(m_{\mu^+} + m_{e^+})^2 c^2}{2m_{\mu^+}}.$$

Підставляючи числові значення, знайдемо

$$T = \frac{\left(105.66 \frac{\text{MeV}}{c^2} - 0.511 \frac{\text{MeV}}{c^2}\right)}{2 \cdot 105.66 \frac{\text{MeV}}{c^2}} = 52.5 \text{ MeV}.$$

Задача 2. З'ясувати, які причини забороняють такі процеси:

- 1) $\Sigma^- \rightarrow \Lambda^0 + \pi^-$;
- 2) $\pi^- + p \rightarrow K^+ + K^-$;
- 3) $K^- + n \rightarrow \Omega^- + K^0 + K^+$;
- 4) $p + n \rightarrow \Lambda^0 + \Sigma^+$;
- 5) $\pi^- \rightarrow \mu^- + e^+ + e^-$;
- 6) $\mu^- \rightarrow e^- + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$.

В (1) не виконується закон збереження енергії; в інших процесах не зберігаються: баріонний заряд (2), електричний заряд (3), дивність (4), лептонний заряд (5) і електронний і мюонний (6).

Задачі для самостійного розв'язання

8.1. Обчислити кінетичні енергії протонів, імпульси яких дорівнюють 0.10, 1.0 і 10 Гев/с, де c – швидкість світла.

8.2. Знайти середній шлях, пройдений π -мезонами з кінетичною енергією, яка в $\eta = 1,2$ рази перевищує їх енергію спокою. Середній час життя дуже повільних π -мезонів $\tau_0 = 25.5$ нс.

8.3. Є вузький пучок π^- -мезонів з кінетичною енергією T , рівною енергії спокою цих частинок. Знайти відношення потоків частинок у перерізах пучка, що встановлені один від одного на $l = 20$ м. Власний середній час життя цих мезонів $\tau_0 = 25.5$ нс.

8.4. Додатньо заряджений нерухомий мюон розпався на позитрон і два нейтрино. Знайти максимальну можливу кінетичну енергію позитрона.

8.5. Нейтральний π -мезон розпався на льоту на два γ -кванти з однаковою енергією. Кут між напрямками розльоту γ -квантів $\theta = 60^\circ$. Знайти кінетичну енергію π -мезона і енергію кожного γ -кванта.

8.6. Релятивістська частинка з масою спокою m внаслідок зіткнення з нерухомою частинкою, що має масу M , збуджує реакцію народження нових частинок: $m + M \rightarrow m_1 + m_2 + \dots$, де праворуч записані маси спокою частинок, які виникли. Скориставшись інваріантністю величини $E^2 - p^2 c^2$, показати, що порогова кінетична енергія частинки m для цієї реакції визначається формулою, представленою в теоретичних даних.

8.7. Знайти порогову енергію γ -кванта, необхідну для утворення:

а) пари електрон - позитрон у полі нерухомого електрона;

б) пари π^- - π^+ - мезонів у полі нерухомого протона.

8.8. Які з цих процесів заборонені законом збереження лептонного заряду:

1) $n \rightarrow p + e^- + \nu$;

2) $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + e^- + e^+$;

3) $\pi^- \rightarrow \mu^- + \nu$;

4) $p + e^- \rightarrow n + \nu$;

5) $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu + \bar{\nu}$;

6) $K^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}$?

8.9. Які з наведених процесів заборонені законом збереження дивності:

1) $\pi^- + p \rightarrow \Sigma^- + K^+$;

2) $\pi^- + p \rightarrow \Sigma^+ + K^-$;

3) $\pi^- + p \rightarrow K^- + K^+ + n$;

4) $p + n \rightarrow \Lambda^0 + \Sigma^+$;

5) $\pi^- + n \rightarrow \Xi^- + K^- + K^+$;

6) $K^- + p \rightarrow \Omega^- + K^- + K^0$?

8.10. Вказати причини, які забороняють такі процеси:

1) $\Sigma^- \rightarrow \Lambda^0 + \pi^-$;

2) $\pi^- + p \rightarrow K^+ + K^-$;

3) $K^- + n \rightarrow \Omega^- + K^0 + K^+$;

4) $p + n \rightarrow \Lambda^0 + \Sigma^+$;

5) $\pi^- \rightarrow \mu^- + e^+ + e^-$;

6) $\mu^- \rightarrow e^- + \nu_e + \nu_\mu$.

ВІДПОВІДІ

1.1. а) $r = \frac{3e^2}{24\pi \varepsilon_0 E} \approx 1.6 \cdot 10^{-10} \text{ м} ; \text{б) } \omega = \left(\frac{e^2}{4\pi \varepsilon_0 m r^3} \right)^{1/2} ;$

$r = \left(\frac{e^2 \lambda^2}{16\pi^3 \varepsilon_0 c^2 m} \right)^{1/3} = 3 \cdot 10^{-10} \text{ м} .$

1.2. а) $r = \frac{2Ze^2}{4\pi \varepsilon_0 T} \approx 5.9 \cdot 10^{-12} \text{ м} ; \text{б) } R = \frac{2Ze^2}{4\pi \varepsilon_0 T} \cdot \frac{m_\alpha + M}{m_\alpha} = 3.7 \cdot 10^{-13} \text{ м} .$

1.4. $b = \frac{Z_1 Z_2 m e^2}{4\pi \varepsilon_0 p^2 \text{tg} \frac{\theta}{2}} \approx 6 \cdot 10^{-13} \text{ м} .$ 1.5. $T' = p^2 \frac{(m_1 - m_2)^2}{m_1 + m_2} .$

1.6. $T_e = \frac{m_p e^4}{4\pi \varepsilon_0 m_e b^2 T} = 4 \text{ eB} .$

1.7. а) $|\Delta p| = \left(\frac{8mT}{1 + \left(\frac{4\pi \varepsilon_0 b T}{Ze^2} \right)^2} \right)^{1/2} \approx 1.3 \cdot 10^2 \frac{\text{MeB}}{c} ; \text{б) } T = \frac{Ze^2}{4\pi \varepsilon_0 b} \approx 1.3 \text{ MeB} ; \theta = \frac{\pi}{2} .$

1.8. $r_{\text{min}} = \frac{2Ze^2}{4\pi \varepsilon_0 T} \approx 3.94 \cdot 10^{-14} \text{ м} .$ 1.10. $b = \frac{Ze^2 (m_1 + m_2)}{4\pi \varepsilon_0 m_2 E_0 \text{tg} \frac{\theta}{2}} \approx 8.6 \cdot 10^{-15} \text{ м} ;$

$r_{\text{min}} = \frac{2Ze^2 (m_1 + m_2)}{4\pi \varepsilon_0 m_2 E_0} \approx 4.6 \cdot 10^{-15} \text{ м} .$ 1.11. а) $\cos \frac{\theta}{2} = \frac{b}{R+r} ; \text{б) } dP = \frac{\sin \theta d\theta}{2} ; \text{в) } P = \frac{1}{2} .$

1.13. $\Delta \sigma = 4\pi \left| \frac{d\sigma}{d\Omega} \right| \sin^2 \frac{\theta_0}{2} = 5.5 \cdot 10^{-26} \text{ м}^2 .$ 1.15. $\frac{\Delta N}{N} = 3.3 \cdot 10^{-5} .$

1.16. $\Delta N = I t \frac{N_A}{A} \rho d_0 \left(\frac{Ze^2 (m_1 + m_2)}{8\pi \varepsilon_0 E_0 m_2} \right)^2 \frac{\Delta \Omega}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} \approx 6.7 \cdot 10^4 \text{ м}^{-2} ; \frac{\Delta N_{Al}}{\Delta N_{Au}} \approx 0.035 .$

1.17. $Z_{Pt} = Z_{Ag} \left(\frac{A_{Pt}}{A_{Ag}} \right)^{1/2} = 78 .$ 1.18. а) $N = 1.6 \cdot 10^6 ;$

б) $N = I_0 \tau \pi n d \left(\frac{Ze^2}{4\pi \varepsilon_0 T} \right)^2 \text{ctg}^2 \frac{\theta_0}{2} = 2.0 \cdot 10^7 .$ 1.19. $t = \frac{3mc^3}{8\pi \varepsilon_0 e^2 \omega^2} \ln \eta = 15 \text{ нс} .$

1.20. $t = \frac{m^2 c^3 r^3}{64 \pi^2 \varepsilon_0^2 e^4} = 13 \text{ нс} .$ 1.23. $r_n = \left(\frac{n\eta}{m\omega} \right)^{1/2} ; E_n = n\eta\omega , n = 1, 2, \dots , \omega = \left(\frac{k}{m} \right)^{1/2} .$

$$1.24. \quad n = \frac{1 + \sqrt{1 + 8N}}{2} = 4; \quad \lambda_1 = 0.97 \cdot 10^{-7} \text{ м}; \quad \lambda_2 = 4.85 \cdot 10^{-7} \text{ м}; \quad \lambda_3 = 1.88 \cdot 10^{-6} \text{ м};$$

$$\lambda_4 = 1.03 \cdot 10^{-7} \text{ м}; \quad \lambda_5 = 6.58 \cdot 10^{-7} \text{ м}; \quad \lambda_6 = 1.22 \cdot 10^{-7} \text{ м}. \quad 1.25. \quad N = \frac{n(n-1)}{2}.$$

$$1.27. \text{Серія Брекета, } \lambda_{6 \rightarrow 4} = 2.63 \text{ мкм}. \quad 1.28. \text{He}^+. \quad 1.29. \quad R = \frac{176\pi c}{15Z^2 \Delta\lambda} = 2.07 \cdot 10^{16} \text{ с}^{-1}.$$

$$1.30. \quad \lambda = \frac{\frac{2\pi c}{\Delta\omega} \left(\left(\frac{ZR}{\Delta\omega} \right)^{\frac{1}{2}} - 1 \right)}{2Z \left(\frac{R}{\Delta\omega} \right)^{\frac{1}{2}} - 1} = 0.47 \text{ мкм}. \quad 1.31. \quad E_{3g} = 54.4 \text{ eB (He}^+).$$

$$1.32. \quad v = \left(\frac{2(\eta\omega - 4\eta R)}{m} \right)^{\frac{1}{2}} = 2.3 \cdot 10^6 \frac{\text{м}}{\text{с}}. \quad 1.33. \quad T_{\min} = \frac{3\eta R}{2} = 20.5 \text{ eB}.$$

$$1.34. \quad v = \frac{3\eta R}{4mc} = 3.25 \text{ м/с}. \quad 1.36. \quad \frac{m_e}{m} = \frac{1}{3729}. \quad 1.37.$$

$$\lambda_{H_\alpha} - \lambda_{D_\alpha} = \frac{36}{5R_\infty} \left(\frac{m_e}{m_H} - \frac{m_e}{m_D} \right) \cong 0.1786 \text{ нм}; \quad \lambda_{H_\gamma} - \lambda_{D_\gamma} = \frac{16}{3R_\infty} \left(\frac{m_e}{m_n} - \frac{m_e}{m_D} \right) \approx 0.1321 \text{ нм}.$$

$$1.39. \quad E_n = \frac{R_\infty}{2\eta n^2}; \quad E_i = \frac{R_\infty}{2\eta} \approx 9.7999 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}; \quad \lambda_{pe3} = \frac{8}{3R_\infty} = 243.09 \text{ нм}. \quad 1.40.$$

$$E_n = - \frac{Z^2 R_\infty \eta \frac{m_\mu}{m_e}}{1 + \frac{m_\mu}{m_e}} \cdot \frac{1}{n^2}; \quad E_1 = 2538 \cdot Z^2 \text{ eB}; \quad a_0 = \frac{4\pi \varepsilon_0 \eta^2 (1 + \frac{m_\mu}{m_e})}{Ze^3 m_\mu} \approx \frac{2.8 \cdot 10^{-13}}{Z} \text{ м}. \quad 1.41.$$

$$E_n = - \frac{Z^2 e^4 m_e m_H}{32\pi^2 \varepsilon^2 \varepsilon_0 \eta^2 (m_e + m_H)} \cdot \frac{1}{n^2}; \quad E_1 = 0.07 \text{ eB}; \quad r_1 = \frac{4\pi \varepsilon \varepsilon_0 \eta^2 (m_e + m_H)}{Ze^2 m_e m_H} \approx 10^{-8} \text{ м}.$$

$$1.42. \quad \frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{\left(\frac{n}{2} \right)^2} - \frac{1}{\left(\frac{m}{2} \right)^2} \right); \quad n = 4; \quad m = 6.$$

$$1.43. \quad \lambda_H - \lambda_{H\delta} = \frac{5R_\infty}{36} \left(\frac{m_\delta}{m_H} - \frac{m_\delta}{m_{H\delta}} \right) \lambda^2 \approx 2.69 \cdot 10^{-10} \text{ м} \quad 1.44. \quad \frac{m_H}{m_e} = \frac{R_H}{R_\infty - R_H} \cong 1837.15;$$

$$\frac{m_{He}}{m_e} = \frac{R_\infty - R_H}{R_\infty - R_{He}} \cong 3.978. \quad 1.45.$$

$$\frac{e}{m_e} = \frac{F}{R_D - R_H} \left(\frac{R_H}{\mu_H - N_A m_e} - \frac{R_D}{\mu_D - N_A m_e} \right) \approx 1.76 \cdot 10^{11} \frac{\text{Кл}}{\text{кг}}.$$

$$2.1. \quad \lambda = \frac{2\pi \eta c}{\sqrt{T^2 + 2mc^2 T}} \approx 8.72 \cdot 10^{-13} \text{ м}. \quad 2.2. \quad \lambda = \frac{2\pi \eta}{\left(2mT \left(1 + \frac{T}{2mc^2} \right) \right)^{\frac{1}{2}}};$$

$$T \leq \frac{4mc^2 \Delta\lambda}{\lambda} = 20.4 \text{ кеВ} \text{ (для електрона)} \text{ і } 37.5 \text{ МеВ} \text{ (для протона)}.$$

$$2.3. T = mc^2 \left(2^{1/2} - 1 \right) = 0.21 \text{ МеВ}. 2.5. \lambda = \frac{2\pi \eta c}{T} = 12.4 \cdot 10^{-15} \text{ м}.$$

$$2.6. \text{ Для обох частинок } \lambda = \frac{2\pi \eta}{\left(1 + \frac{m_n}{m_d} \right) (2m_n T)^{1/2}} = 8.6 \text{ нм}. \quad 2.7. \lambda_n = \frac{2\varepsilon_0 h^2}{Zme^2} n;$$

$$\lambda_n = 2\pi r_n = \frac{2\varepsilon_0 h^2}{Zme^2} n^2. 2.8. \lambda = \frac{h\varphi}{m\lambda\Omega} = 9.3 \text{ нм}; \quad \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{a}{R\varphi} \approx 0.73.$$

$$2.9. U_0 = \frac{\pi^2 \eta^2}{2m e \left(\eta^{1/2} - 1 \right)^2 d^2 \sin^2 \theta} = 0.15 \text{ кеВ}. 2.10. d = \frac{\pi \eta k}{(2mT)^{1/2}} \cos \frac{\theta}{2} = 0.21 \text{ нм}, \text{ де } k$$

$$= 4. \quad 2.13. E = -\frac{\mu e^4}{8\pi^2 \varepsilon_0^2 \eta^2}; \quad \bar{r} = \frac{\pi \varepsilon_0 \eta^2}{\mu e^2}; \quad E = \frac{1}{2} \eta \omega_0; \quad \bar{x} = \left(\frac{\eta}{2\mu \omega_0} \right)^{1/2}.$$

$$2.14. E \approx -\frac{\eta^2}{8\mu \sqrt{r^2}}.$$

$$2.15. \delta = \frac{\eta l}{(mv)^{1/2}} = 0.01 \text{ мм}. 2.16. \Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{c\Delta t} = 0.8 \cdot 10^{-4} \text{ нм}; \quad \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\lambda}{ct} \approx 1.7 \cdot 10^{-7}.$$

$$2.17. \Delta U = -\frac{1}{2} \left(\frac{e^3 E}{\pi \varepsilon_0} \right)^{1/2}; \quad E = \frac{4\pi \varepsilon_0 V^2}{e} \approx 1.41 \cdot 10^{10} \frac{\text{В}}{\text{м}}. 2.18. E_n = \frac{n^2 \pi^2 \eta^2}{2ml^2}, \text{ де } n = 1, 2,$$

$$\dots 2.19. \Delta t \approx \frac{\eta ml^2}{\eta} \approx 10^{-16} \text{ с}.$$

$$3.1. E_{\min} \approx \frac{\eta}{\left(\frac{k}{m} \right)^{1/2}}. 3.2. \frac{dN}{dE} = l \frac{\left(\frac{m}{2E} \right)^{1/2}}{\pi \eta}, \text{ при } E = 1 \text{ еВ величина } \frac{dN}{dE} = 0.8 \cdot 10^7 \text{ рівнів/еВ}.$$

$$3.3. \text{ а) } E = \frac{(n_1^2 + n_2^2 + n_3^2) \pi^2 \eta^2}{2ma^2}, \text{ де } n_1, n_2, n_3 - \text{цілі числа не рівні нулю; б) } \Delta E = \frac{n^2 \eta^2}{ma^2};$$

$$\text{в) для 6-го рівня } n_1^2 + n_2^2 + n_3^2 = 14 \text{ і } E = \frac{7\pi^2 \eta^2}{ma^2}, \text{ кількість станів дорівнює шести (вона}$$

$$\text{рівна кількості перестановок трійки чисел 1, 2 і 3). 3.5. } E_n = \frac{n^2 \pi^2 \eta^2}{2mr_0^2}.$$

$$3.6. \alpha = \frac{m\omega}{2\eta}; E = \frac{\eta\omega}{2}; \text{ де } \omega = \left(\frac{k}{m} \right)^{1/2}. 3.7. E = -\frac{me^4}{8\eta^2}, \text{ тобто } n = 2.$$

$$3.8. \text{ а) } dP = \psi^2(r_0) 4\pi r^2 dr; \quad r_{\text{нн}} = r_1; \text{ б) } \langle F \rangle = \frac{2e^2}{4\pi \varepsilon_0 r_1^2}; \text{ в) } \langle U \rangle = -\frac{e^2}{4\pi \varepsilon_0 r_1}.$$

$$3.9. \varphi_0 = \int \frac{\rho}{r} 4\pi r^2 dr = \frac{e}{4\pi \varepsilon_0 r_1}, \text{ де } \rho = e\psi^2 - \text{об'ємна густина заряду}.$$

$$3.10. \text{ а) } D \approx \exp \left[-\frac{2l(2m(U_0 - E))^{\frac{1}{2}}}{\eta} \right]; \text{ б) } D \approx \exp \left[-\frac{8l(2m)^{\frac{1}{2}}(U_0 - E)^{\frac{3}{2}}}{3\eta U_0} \right].$$

$$3.11. D \approx \exp \left[-\frac{\pi l(2m)^{\frac{1}{2}}(U_0 - E)}{\eta(U_0)^{\frac{1}{2}}} \right]. \quad 3.12. \hat{L}^2 = \frac{d^2}{dx^2} + 2x \frac{d}{dx} + x^2 + 1. \quad 3.13.$$

$$\hat{L}_1 = x \frac{d}{dx} + x^2 \frac{d^2}{dx^2}; \quad \hat{L}_2 = x^2 \frac{d^2}{dx^2} + 3x \frac{d}{dx} + 1. \quad 3.14. \frac{\hat{d}}{dx} \hat{x} - \hat{x} \frac{\hat{d}}{dx} = 1. \quad 3.15.$$

$$\hat{x}\Delta - \Delta\hat{x} = -2 \frac{d}{dx}. \quad 3.16. \text{ а) } \lambda = 4; \text{ б) } \lambda = 1; \text{ в) } \lambda = -\alpha^2. \quad 3.17. \text{ а) } \psi = Ce^{i\lambda x}, \lambda = \frac{2\pi}{a}n; \text{ б) }$$

$$\psi = C_1 e^{i\sqrt{\lambda}x} + C_2 e^{-i\sqrt{\lambda}x}, \lambda = \frac{\pi^2}{\lambda^2} n^2 (n = 0, \pm 1, K).$$

$$3.18. \text{ а) } \psi = \psi_0 e^{\lambda x}, \lambda = i\beta \text{ (}\beta \text{ - дійсне число)}; \psi = \psi_0 e^{-i\lambda x}, \lambda \text{ - довільне число};$$

$$\text{ б) } \psi = \psi_0 e^{\left(-\frac{x^2}{2} + \lambda x\right)}, \lambda \text{ - довільне число}; \text{ в) } \psi(x) = C \frac{\sin \beta x}{x}, \beta \text{ - дійсне число};$$

$$\text{ г) } \psi = \psi_0 e^{\lambda \varphi}, \lambda = im \text{ (} m = 0, \pm 1, K \text{)}. \quad 3.19. \left(\frac{\partial}{\partial x} \right)^* = -\frac{\partial}{\partial x}.$$

$$4.1. v_1 = \frac{R}{4 + \sigma_{\lambda=0}} - \frac{R}{4 + \sigma_{\lambda=1}} = 4.66 \cdot 10^5 \text{ м}^{-1}; v_2 = \frac{R}{3 + \sigma_{\lambda=1}} - \frac{R}{4 + \sigma_{\lambda=1}} = 1.32 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1};$$

$$v_3 = \frac{R}{3 + \sigma_{\lambda=0}} - \frac{R}{3 + \sigma_{\lambda=1}} = 1.71 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}. \quad 4.2. \sigma_{l=0} = -0.41; \sigma_{l=1} = -0.04. \quad 4.4. \lambda_1, \lambda_3.$$

$$4.5. E_{3g} = \frac{\eta R}{\left(\left(\frac{R\lambda_1\lambda_2}{2\pi c\Delta\lambda} \right)^{\frac{1}{2}} - 1 \right)^2} = 5.3 \text{ eB}. \quad 4.6. \lambda = 0.82 \text{ мкм} (3S \rightarrow 2P); \lambda = 0.68 \text{ мкм} (2P \rightarrow 2S).$$

$$4.7. \Delta E = \frac{2\pi \eta c \Delta\lambda}{\lambda^2} = 2.0 \text{ meB}. \quad 4.8. \Delta\omega = 1.05 \cdot 10^{14} \text{ рад/с}. \quad 4.9. 3S_{1/2}, 3P_{1/2}, 3P_{3/2}, 3D_{3/2}, 3D_{5/2}.$$

$$4.10. \Delta E = \frac{\mu_B^2}{32a_1^3} \approx 1.13 \text{ eB}. \quad 4.11. \sigma = \left(\frac{\eta c R}{E_{3g}} \right)^{\frac{1}{2}} - n; \sigma_1 = 0.41, \sigma_2 = 0.04, \sigma_3 = 0.00.$$

$$4.12. \cos \alpha = \frac{L(L+1)-14}{4\sqrt{6}}; \alpha_{\min} = 52,24^\circ; \alpha_{\max} = 144,75^\circ. \quad 4.13. S_1 = 1, S_2 = \frac{3}{2}.$$

$$4.14. \text{ а) } 1, 2, 3, 4, 5; \text{ б) } 0, 1, 2, 3, 4, 5, 6; \text{ в) } 1/2, 3/2, 5/2, 7/2, 9/2. \quad 4.15. \text{ Для стану } ^4P: \frac{\eta(3)^{\frac{1}{2}}}{2},$$

$$\frac{\eta(15)^{\frac{1}{2}}}{2}, \frac{\eta(35)^{\frac{1}{2}}}{2}; \text{ для стану } ^5D: 0, \eta(2)^{\frac{1}{2}}, \eta(6)^{\frac{1}{2}}, \eta(12)^{\frac{1}{2}}, \eta(20)^{\frac{1}{2}}.$$

$$4.16. \text{ а) } ^2F_{7/2} : M_{\max} = \frac{\eta(63)^{\frac{1}{2}}}{2}; \text{ б) } ^3F_4 : M_{\max} = 2\eta(5)^{\frac{1}{2}}. \quad 4.17. \text{ В } F\text{-стані } M_s = \eta(6)^{\frac{1}{2}};$$

$$\text{ для } D\text{-стану можна тільки встановити, що } M_s \geq \eta(6)^{\frac{1}{2}}.$$

$$4.18. ^3S_1; ^2P_{1/2}; ^2P_{3/2}; ^5D_0; ^5D_1; ^5D_2; ^5D_3; ^5D_4. \quad 4.19. C : 2S+1 = 5, 3, 1;$$

$$N : 2S+1 = 6, 4, 2; Li : 2S+1 = 2; Be : 2S+1 = 3, 1; B : 2S+1 = 4, 2. \quad 4.21. \text{ а) } 1, 3, 5, 7, 9;$$

б) 2, 4, 6; в) 5, 7, 9. 4.22. 31° . 4.23. 1S_0 ; $^3P_{2,1,0}$; 1D_2 . 4.24. 1P_1 , 1D_2 , 1F_3 , $^3P_{0,1,2}$, $^3D_{0,1,2}$, $^3F_{2,3,4}$. 4.25. $^6S_{5/2}$.

4.26. Другий і третій. 4.27. 4, 7 і 10. 4.28. 3F_3 . 4.29. $\omega - \omega_0 = \omega_L \Delta M_J = 0, \pm \omega_L$.

4.31. а) Два d - електрони; б) п'ять p - електронів; в) п'ять d - електронів. 4.32. $^4F_{3/2}$.

4.33. $B = \frac{2\pi m_e c}{e\lambda^2} \Delta\lambda \approx 0.7445 \cdot T_{\text{Л}}$. 4.34. $n = 10$. 4.35.

$2 \cdot \Delta\lambda = -\frac{gM_J}{2mv^2} \frac{\partial B}{\partial Z} \lambda_1 (\lambda_1 + 2\lambda_2) = 1.25 \text{ м}$. 4.36. $\lambda = \frac{2\pi\eta}{mc} \left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right)^{-1} \approx 0.4 \text{ А}$. 4.37.

$\frac{1}{\lambda} = R(Z-\sigma)^2 \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right)$; $\sigma_\alpha = 0.90$; $\sigma_\beta = 1.86$; $\sigma_\gamma = 2.42$. 4.38. $\eta\omega = 109.85 \text{ кеВ}$.

4.39. $\lambda = \frac{2\pi\eta c}{E_\kappa - E_L}$; $\lambda_{\kappa\alpha 1} = 0.1815 \text{ А}$; $\lambda_{\kappa\alpha 2} = 0.17999 \text{ А}$; $\lambda_{\kappa\alpha 3} = 0.1750 \text{ А}$. 4.40. а)

$\lambda_{K_\alpha}^{Al} = 843 \text{ нм}$, $\lambda_{K_\alpha}^{Co} = 180 \text{ нм}$; б) $\Delta E = 5 \text{ кеВ}$. 4.41. $U = 15 \text{ кВ}$.

4.42. $d = \ln \left(\frac{I/I_0}{\mu_{\text{мас}} \rho} \right) \approx 0.1453 \text{ мм}$; $\mu = \mu_{\text{мас}} \rho = 2.54 \cdot 10^4 \text{ м}^{-1}$;

$\mu_a = \mu_{\text{мас}} \frac{A}{N_A} = 4.22 \cdot 10^{-25} \text{ м}^2$. 4.43. $\mu_{\text{мас}} = 14.5 \text{ кЗ}^{-1} \text{ м}^2$; $\mu = 1150 \text{ м}^{-1}$;

$\mu_a = 1.345 \cdot 10^{-26} \text{ м}^2$. 4.44. $\frac{\Delta N}{N} = n^2 e^{-\frac{\eta\omega}{kT}} = 3 \cdot 10^{-17}$, де $\omega = R \left(1 - \frac{1}{n^2} \right)$ 4.45.

$\tau = \frac{l}{v} \ln \eta = 1.3 \text{ мкс}$. 4.46. $\tau = \frac{\pi\eta\omega}{P} \frac{g}{g_0} e^{-\frac{\eta\omega}{kT}} = 65 \text{ нс}$, де g і g_0 - кратності виродження

резонансного і основного рівнів. 4.47. $\frac{\Delta\lambda_{\text{дон}}}{\Delta\lambda_{\text{пр}}} = \frac{4\pi\tau v_{\text{ймов}}}{\lambda} \approx 10^3$, де $v_{\text{ймов}} = \left(\frac{2RT}{M} \right)^{1/2}$.

4.49. $I = \frac{\eta}{\Delta\omega} = 1.93 \cdot 10^{-47} \text{ кЗ} \cdot \text{м}^2$, $d = 112 \text{ нм}$. 4.50. $\frac{dN}{dE} = \left(\frac{I}{2\eta^2 E} \right)^{1/2}$, де I - момент інерції молекули. Для $I = 10$ величина $dN/dE = 1.0 \cdot 10^4$ рівнів/еВ.

4.51. $\frac{N_{\text{кол}}}{N_{\text{обер}}} = \frac{I}{3} e^{-\frac{\eta(\omega-2B)}{kT}} = 3.1 \cdot 10^{-4}$, де $B = \frac{\eta}{2I}$, I - момент інерції молекули.

4.52. $\lambda = \frac{\lambda_0}{1 \pm \frac{\omega\lambda_0}{2\pi c}} = 423 \text{ і } 387 \text{ нм}$. 4.53. а) Два поздовжніх з частотою ω_1 і ω_2 , два

поперечних з частотою ω_3 ; б) Всього різних коливань сім: три поздовжніх (ω_1 , ω_2 , ω_3) і чотири поперечних (ω_4 , ω_5) - по два на кожну частоту.

5.1. $\rho = \frac{3m_p}{4\pi R_O^3} = 1.45 \cdot 10^{17} \text{ кЗ} \cdot \text{м}^{-3}$,

$\rho_N = \frac{3}{4\pi R_O^3} = 8.3 \cdot 10^{43} \text{ м}^{-3}$, $\rho_q = \frac{3e}{4\pi R_O^3} = 7 \cdot 10^{24} \text{ Кл} \cdot \text{м}^{-3}$.

5.2. $1 ME = 1.00032 \text{ a.o.m.}$ 5.3. а) $1) E_n^{36} = 931.5 \{m_{21Ne} - m_{20Ne} - m_n\} = 6.77 \text{ MeB},$
 2) $E_\alpha^{36} = 7.34 \text{ MeB};$ б) $E = 14.4 \text{ MeB}.$ 5.5. $\frac{E^{36}}{A} = 7.76 \frac{\text{MeB}}{\text{нуклон}}$ 5.6. $E_{36} = 6.73 \text{ MeB}.$
 5.7. $E^{36} = E_{16O}^{36} - E_{12C}^{36} - E_{4He}^{36} = 7.12 \text{ MeB}.$
 5.8. $E = 2 \frac{E_{4He}^{36}}{A} A_{4He} - \frac{E_{6Li}^{36}}{A} A_{6Li} - \frac{E_{2H}^{36}}{A} A_{2H} = 22.44 \text{ MeB}.$
 5.10. $\Delta E^{36} = 931.5 \{ (A - 2Z)(m_n - m_p) - \Delta m_n \} = 6.36 \text{ MeB};$
 $\Delta U_K = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{3}{5} \cdot \frac{2Ze^2}{R} = 6.1 \text{ MeB}.$ 5.11. $R = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{3}{5} \cdot \frac{2Ze^2}{\Delta E^{36}} = 3.93 \cdot 10^{-15} \text{ м}.$
 5.13. а) якщо $N_1 = N_2$, то $N = 2J+1$; б) якщо $N_1 \neq N_2$, то $N = 2j+1$; 5.14. $J=3/2.$
 5.16. $J = \frac{9}{2}, N = 6.$ 5.17. ${}^3H: N = 2j+1 = 2; \quad {}^6Li: N = 2j+1 = 2;$
 ${}^9Be: N = 2j+1 = 1; \quad {}^{15}N: N = 2J+1 = 2; \quad {}^{35}Cl: N = 2J+1 = 4.$ 5.18. $J = \frac{7}{2}.$ 5.19.
 $N = 4.$
 5.20. ${}^7Li: n: 1s - 2, 1p_{3/2} - 2; p: 1s - 2, 1p_{3/2} - 1.$
 ${}^{25}_{12}Mg: n: 1s - 2, 1p_{3/2} - 4; 1p_{1/2} - 2; 1d_{5/2} - 4; p: 1s - 2, 1p_{3/2} - 4, 1p_{1/2} - 2, 1d_{5/2} - 5.$
 ${}^{13}_6C: n: 1s - 2, 1p_{3/2} - 4; p: 1s - 2; 1p_{3/2} - 4, 1p_{1/2} - 1.$ 5.22. а) 1) ${}^3H: J = 1/2, P = 1,$
 2) ${}^3He: J = 1/2, P = -1;$ б) 1) ${}^{15}N: J = 1/2, P = -1, 2) {}^{15}O: J = 1/2, P = -1.$
 5.23. ${}^{17}O: J = 5/2, P = +1; {}^{29}Si: J = 1/2, P = +1, {}^{39}K: J = 3/2, P = +1;$
 ${}^{45}Sc: J = 7/2, P = -1; {}^{63}Cu: J = 3/2, P = -1.$
 6.1. $P = 1 - e^{-\lambda t}.$ 6.2. а): 1) $\frac{N}{N_0} = e^{-\lambda t} = 0.78;$ 2) $\frac{N}{N_0} = 0.084.$
 б): 1) $\frac{\Delta N}{N_0} = 1 - e^{-\lambda t} = 6.8 \cdot 10^{-5};$ 2) $\frac{\Delta N}{N_0} = 0.31.$ 6.3. $a = \frac{m}{\mu} N_A \lambda e^{-\lambda t} = 1.35 \cdot 10^{11} \text{ Бк}.$
 6.4. $\lambda = \frac{\ln \frac{a_0}{a}}{t} = 8.1 \cdot 10^{-9} \text{ с}^{-1}, \tau = \frac{t}{\ln \frac{a_0}{a}} \approx 4 \text{ роки}, \quad T_{\frac{1}{2}} \approx \frac{t \ln 2}{\ln \frac{a_0}{a}} \approx 2.8 \text{ роки}.$
 6.6. $m = m_U \frac{\mu_{Pb}}{\mu_U} (1 - e^{-\lambda t}) = 0.3 \text{ кг}.$ 6.8. $T_8 = 4.51 \cdot 10^9 \text{ років}, T_5 = 0.713 \cdot 10^9 \text{ років}.$
 6.9. $T_4 = T_8 \frac{N_4}{N_8} = 2.48 \cdot 10^5 \text{ років}.$ 6.10. $\lambda = \frac{\Delta N \mu}{N_A m \Delta t} = 4.8 \cdot 10^{-18} \text{ с}^{-1}.$
 6.13. $N_2 = N_1(0) \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}), t_{max} = \frac{\ln \frac{\lambda_1}{\lambda_2}}{\lambda_1 - \lambda_2}, \frac{N_1}{N_2} = \frac{\lambda_2 - \lambda_1}{\lambda_1} = const.$
 6.14. $T_1 = T_2 \frac{N_1(0)}{N_2(t)} \approx 4.5 \cdot 10^9 \text{ років}.$ 6.15. а) $\frac{N_3}{N_1(0)} = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} = 0.027;$

$$6) \frac{a}{a_0} = e^{-\lambda_1 t} + \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) = 0.256. \quad 6.16. \quad \text{a)} Q = T_\alpha (1 + \frac{m}{M}) \approx 8.5 \text{ MeB};$$

$$6) \quad \frac{T}{Q} = \frac{m}{m+M} = 1.9\%; \quad \text{b)} v = \frac{\sqrt{2mT_\alpha}}{M} = 3.8 \cdot 10^5 \text{ м/с}.$$

$$6.17. \quad Q = T_\alpha (1 + \frac{m}{M}) \frac{\ln 2}{T_1} \frac{m}{\mu} N_A \Delta t \approx 109 \text{ Дж} \cdot \text{сод}^{-1}.$$

$$6.18. \text{ a)} Q = T_\alpha \frac{m}{\mu} N_a (1 + \frac{m}{M}) (1 - e^{-\lambda t}) = 15.8 \text{ МДД}; \quad \text{б)}$$

$$a = \frac{\lambda Q}{T_\alpha (1 + \frac{m}{M}) (1 - e^{-\lambda t})} \approx 3 \cdot 10^7 \text{ Бк}.$$

$$6.20. \quad E_1 = 0; \quad E_2 = 0.10 \text{ MeB}; \quad E_3 = 0.23 \text{ MeB}; \quad E_4 = 0.30 \text{ MeB}.$$

$$6.21. \quad E_1 = 0; \quad E_2 = 0.728 \text{ MeB}; \quad E_3 = 1.673 \text{ MeB}; \quad E_4 = 1.793 \text{ MeB}.$$

$$6.22. \quad T_1 = 931.5 (m_n - m_p - m_e) = 0.78 \text{ MeB}.$$

$$6.23. \text{ a)} m_{6\text{He}} = m_{6\text{Li}} + \frac{Q}{931.5} = 6.0189 \text{ а.о.м.};$$

$$\text{б)} \quad m_{22\text{Na}} = 21.9964 \text{ а.о.м.} \quad 6.24. \quad T_\beta = \frac{T_0(T_0 + 2m_e c^2)}{2Mc^2} \cong 78.3 \text{ eB}. \quad 6.25. \quad E_0^- = M_i - M_f;$$

$$E_0^+ = M_i - M_f - 2m_e; \quad E_0^k = M_i - M_f. \quad 6.26.$$

$$P_\beta = \frac{(T_0 + 2m_e c^2)^{1/2}}{c} = 0.5 \cdot 10^{-27} \text{ кг} \cdot \text{м} \cdot \text{с}^{-1}.$$

$$6.27. \quad E_\gamma = 931.5 (m_{28\text{Al}} - m_{28\text{Si}}) - E_\beta^{\text{Al}} = 1.78 \text{ MeB}. \quad 6.30. \quad \Delta E = \frac{E_\gamma^2}{2Mc^2} \approx 2.6 \cdot 10^{-3} \text{ eB}.$$

$$6.31. \quad v = \frac{E_\gamma}{Mc} = 2.2 \cdot 10^5 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}. \quad 6.32. \quad \tau = \frac{\eta c}{2Ev} \approx 7 \cdot 10^{-11} \text{ с}. \quad 6.33.$$

$$v = \frac{\Gamma}{6E} c = 1.8 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}.$$

$$7.1. \quad T_{\min} = -Q \frac{m_A + m_a}{m_A}. \quad 7.2. \quad E_A = T_0 \frac{m_a m_A}{(m_A + m_a)^2} \sin^2 \theta = 0.72 \text{ MeB}. \quad 7.3. \quad {}^1_1\text{H}.$$

$$7.5. \quad E_1^L = \frac{(m_A - m_a)^2}{(m_A + m_a)^2} T_0 = 0.1 \text{ MeB}. \quad 7.6. \quad \text{tg} \theta_n = \frac{m_A \sin 2\theta_1}{m_a - m_A \cos 2\theta_1} = 1.1547, \quad \theta_1 = 49^\circ.$$

$$7.7. \quad Q = 931.5 \{m_{10\text{B}} + m_{1\text{H}} - m_{7\text{Li}} - m_{4\text{He}}\} \approx 2.8 \text{ MeB};$$

$$T_{7\text{Li}} = Q \frac{m_{\text{He}}}{m_{\text{He}} + m_{\text{Li}}} \approx 1.02 \text{ MeB}; \quad T_{\text{He}} = Q \frac{m_{\text{Li}}}{m_{\text{He}} + m_{\text{Li}}} \approx 1.78 \text{ MeB}.$$

$$7.9. \text{ a)} Q = 931.5 \{m_{3\text{H}} + m_p - m_{4\text{He}}\} \approx -19.8 \text{ MeB};$$

$$\text{б)} Q = 931.5 \{m_N + m_{\text{He}} - m_D - m_0\} \approx -3.11 \text{ MeB};$$

$$\text{в)} Q = 931.5 \{m_C + m_{\text{He}} - m_D - m_N\} \approx -13.57 \text{ MeB};$$

$$\text{г)} Q = 931.5 \{m_{\text{Li}} + m_D - m_n - m_{3\text{He}}\} \approx 1.8 \text{ MeB}$$

$$7.10. \quad v = \left(\frac{E_1 + 931.5(2m_{He} - m_{Li})}{mc^2} \right)^{1/2} c \approx 2.1 \cdot 10^7 \text{ м с}^{-1}.$$

$$7.11. \quad Q = \frac{(m_N + m_n - m_C - m_D)(m_C + m_D)}{m_C} = 0.34 \text{ MeB}. \quad 7.13. \text{ а) } T_n = 4.4 \text{ MeB};$$

$$\text{б) } T_n = 18.1 \text{ MeB}; \text{ в) } T_n = 6.2 \text{ MeB}; \text{ г) } T_n = 1.9 \text{ MeB}. \quad 7.14. \text{ а) } T_{nop} = 1.1 \text{ MeB}; \text{ б) } T_{nop} = 3.2 \text{ MeB}.$$

$$7.15. \quad T_{Be} = \frac{m_p m_{Be}}{m_{Li}(m_p + m_{Li})} |Q| = 0.21 \text{ MeB}; \quad T_0 = 1.41 \text{ MeB}.$$

$$7.17. \quad T_n'' = \frac{m+M}{M} (E_{36}^{(ii)} - E_{36}) = 0.425 \text{ MeB}; \quad T_n^5 = 0.99 \text{ MeB}; \quad T_n^6 = 1.30 \text{ MeB}.$$

$$E_{36}^{(3)} = 17.50; \quad E_{36}^{(4)} = 17.72 \text{ MeB}; \quad 7.18.$$

$$E_{36}^{(1)} = E_{36} + \frac{m_C}{m_C + m_D}; \quad T_D = 16.67 \text{ MeB}; \quad T_{36}^{(2)} = 16.44 \text{ MeB}$$

$$T_D = 16.67 \text{ MeB}; \quad T_{36}^{(2)} = 16.44 \text{ MeB}. \quad 7.19. \quad \sigma_{ab} = \sigma_{nc} \frac{\Gamma_B}{\Gamma}. \quad 7.20. \quad \sigma_2 = \sigma_1 \frac{w_2}{w_1} = 0.1 \text{ барн}.$$

$$7.21. \quad \sigma = \frac{w\mu}{\rho d N_A} \approx 0.05 \text{ барн}. \quad 7.22. \quad \sigma = \frac{\Delta N k T}{n \tau p d} \approx 2.7 \text{ барн}. \quad 7.23. \quad \xi = 1 - \frac{(A-1)^2}{2A} \ln \frac{A+1}{A-1}.$$

$$7.24. \quad n = \frac{\left(\ln \frac{E_1}{E_n} \right)}{\left(\ln \frac{E_1}{E_n} \right)_{cp}}; \quad n_c \approx 115; \quad n_H \approx 18; \quad n_{Be} \approx 87.$$

$$7.25. \quad \Delta E_{cep} = \frac{2E_0 A}{(1+A)^2}; \quad (\Delta E)_{cep} = \frac{4E_0 A}{(1+A)^2}. \quad 8.1. \quad \text{Відповідно } 0.05, 0.4 \text{ і } 9 \text{ GeB}.$$

$$8.2. \quad \langle l \rangle = c \tau_0 (\eta(\eta+2))^{1/2} = 15 \text{ м}. \quad 8.3. \quad \frac{J}{J_0} = \exp \left(- \frac{l m c}{\tau_0 (T(T+2mc^2))^{1/2}} \right) = 0.22, \text{ де } m -$$

маса спокою π -мезона.

$$8.5. \quad T_\pi = m_\pi c^2 \left[\csc \left(\frac{\theta}{2} \right) - 1 \right], \quad E_\gamma = \frac{m_\pi c^2}{2 \sin \left(\frac{\theta}{2} \right)}. \quad \text{При } \theta = 60^\circ \text{ енергія } T_\pi = E_\gamma = m_\pi c^2.$$

$$8.7. \text{ а) } T_{nop} = 4m_e c^2 = 2.04 \text{ MeB}; \text{ б) } T_{nop} = \frac{2m_\pi}{1 + \frac{m_\pi}{m_p}} c^2 = 320 \text{ MeB}. \quad 8.8. \quad \text{Заборонені } 1, 2 \text{ і } 3.$$

$$8.9. \quad \text{Заборонені } 2, 4 \text{ і } 5.$$

Таблиця 1. Робота виходу електрона з металів

Метал	A, eV	Метал	A, eV	Метал	A, eV
Алюміній	3.74	Калій	2.15	Нікель	4.84
Барій	2.29	Кобальт	4.25	Платина	5.29
Вісмут	4.62	Літій	2.39	Срібло	4.28
Вольфрам	4.50	Мідь	4.47	Титан	3.92
Залізо	4.36	Молібден	4.27	Цезій	1.89
Золото	4.58	Натрій	2.27	Цинк	3.74

Таблиця 2. Краї K - і L - смуг поглинання рентгенівського випромінювання

Z	Елемент	Краї смуги поглинання λ, nm			
		K	L_I	L_{II}	L_{III}
23	Ванадій	226.8	–	2390	2410
26	Залізо	174.1	–	1710	1740
27	Кобальт	160.4	–	1546	1580
28	Нікель	148.6	–	1411	1440
29	Мідь	138.0	–	1297	1326
30	Цинк	128.4	–	1185	1210
42	Молібден	61.9	430.5	471.5	491
47	Срібло	48.60	323.6	351.0	369.5
50	Олово	42.39	277.3	298.0	315.3
74	Вольфрам	17.85	102.22	107.3	121.5
78	Платина	15.85	88.8	93.2	107.2
79	Золото	15.35	86.1	90.5	103.8
82	Свинець	14.05	78.1	81.4	95.0
92	Уран	10.75	56.8	59.1	75.2

Таблиця 3. Константи двоатомних молекул

Молекула	Основний терм	Між- ядерна відстань $d, \text{нм}$	Частота коливань $\omega, 10^{14} \text{с}^{-1}$	Ангармо- нічність $x, 10^{-3}$	Енергія дисоціації D, eV
H ₂	¹ Σ	74.1	8.279	28.5	4.48
N ₂	¹ Σ	109.4	4.445	6.15	7.37
O ₂	³ Σ	120.7	2.977	7.65	5.08
F ₂	¹ Π	128.2	2.147	8.51	~1.6
P ₂	¹ Σ	189.4	1.470	3.59	5.03
S ₂	³ Σ	188.9	1.367	3.93	~4.4
Cl ₂	¹ Σ	198.8	1.064	7.09	2.48
Br ₂	¹ Σ	228.3	0.609	3.31	1.97
I ₂	¹ Σ	266.6	0.404	2.84	1.54
HF	¹ Σ	91.7	7.796	21.8	5.8
HCl	¹ Σ	127.5	5.632	17.4	4.43
HBr	¹ Σ	141.3	4.991	17.1	3.75
HI	¹ Σ	160.4	4.350	17.2	3.06
CO	¹ Σ	112.8	4.088	6.22	~9.7
NO	² Π	115.0	3.590	7.55	5.29
OH	² Π	97.1	7.036	22.2	4.35

Таблиця 4. Найважливіші властивості нуклідів

Z	Нуклід	Спін	Надлишок маси нукліда $M - A$, а.о.м.	Масовий вміст у природній суміші, %	Тип розпаду	Період напів розпаду T	Енергія – α - і β - частинок ($K_{\beta\max}$) MeV
1	2	3	4	5	6	7	8
	n	1/2	0.008665	–	β^-	11.7хв	0.78
1	H	1/2	0.007825	99.985			
	^2H	1	0.014102	0.015			
	^3H	1/2	0.016049	–	β^-	12.3 роки	0.018
2	^3He	1/2	0.016030	$3 \cdot 10^{-4}$			
	^4He	0	0.002604	100			
3	^6Li	1	0.015126	7.52			
	^7Li	3/2	0.016005	92.48			
4	^7Be	3/2	0.016931	–	K	53 доби	
	^8Be	0	0.005308	–	2α	10^{-16} с	0.039
	^9Be	3/2	0.012186	100			
	^{10}Be	0	0.013535	–	β^-	$2.5 \cdot 10^6$ років	0.555
5	^{10}B	3	0.012939	20			
	^{11}B	3/2	0.009305	80			
6	^{11}C	3/2	0.011431	–	β^+	20.4 хв	0.97
	^{12}C	0	0	98.89			
	^{13}C	1/2	0.003354	1.11			
	^{14}C	0	0.003242	–	β^-	5570 років	0.155
7	^{13}N	–	0.005739	–	β^+	10 хв	1.2
	^{14}N	1	0.003074	99.63			
	^{15}N	1/2	0.000108	0.37			
8	^{15}O	–	0.003072	–	β^+	2.1 хв	1.68
	^{16}O	0	-0.005085	99.76			
	^{17}O	5/2	-0.000867	0.037			
	^{18}O	0	-0.000840	0.204			
9	^{18}F	–	0.000950	–	β^+	1.87 год	0.649
	^{19}F	1/2	-0.001595	100			

1	2	3	4	5	6	7	8
	^{20}F	—	-0.000015	—	β^-	12 с	5.42
10	^{20}Ne	0	-0.007560	90.92			
	^{21}Ne	—	-0.006151	0.26			
	^{22}Ne	0	-0.008616	8.82			
11	^{22}Na	3	-0.005565	—	β^+	2.6 року	0.540
	^{23}Na	3/2	-0.010227	100			
	^{24}Na	4	-0.009033	—	β^-	15 год	1.39
12	^{23}Mg	—	-0.005865	—	β^+	11 с	2.95
	^{24}Mg	0	-0.014956	78.60			
	^{25}Mg	5/2	-0.014160	10.11			
	^{26}Mg	0	-0.017409	11.29			
	^{27}Mg	1/2	-0.015655	—	β^-	9.5 хв	1.57 i 1.59
13	^{26}Al	—	-0.013100	—	β^+	6.7 с	3.20
	^{27}Al	5/2	-0.018465	100			
	^{28}Al	3	-0.018092	—	β^-	2.3 хв	2.86
14	^{28}Si	0	-0.023073	92.27			
	^{29}Si	1/2	-0.023509	4.68			
	^{30}Si	0	-0.0026239	3.05			
	^{31}Si	—	-0.024651	—	β^-	2.65 Г	1.47
15	^{30}P	—	-0.021680	—	β^+	2.5 хв	3.24
	^{31}P	1/2	-0.026237	100			
	^{32}P	—	-0.026092	—	β^-	14.3 доби	1.71
16	^{32}S	0	-0.027926	95.02			
	^{33}S	3/2	-0.028540	0.75			
	^{34}S	0	-0.032136	4.21			
	^{35}S	3/2	-0.030966	—	β^-	87 діб	0.167
17	^{35}Cl	3/2	-0.031146	75.4			
	^{36}Cl	2	-0.031688	—	$\beta^-.K$	$3.1 \cdot 10^5$ років	0.714
	^{37}Cl	3/2	-0.034104	24.6			
18	^{36}Ar	0	-0.032452	0.34			
	^{37}Ar	3/2	-0.033228	—	K	32 доби	
	^{39}Ar	—	-0.035679	—	β^-	265 років	0.565
	^{40}Ar	0	-0.037616	99.60			

1	2	3	4	5	6	7	8
19	³⁹ K	3/2	-0.036286	93.08			
	⁴² K	2	-0.037583	–	β^-	1.52 г	3.55 і 1.99
24	⁵¹ Cr	7/2	-0.055214	–	К	28 діб	
25	⁵⁵ Mn	5/2	-0.061946	100			
27	⁵⁸ Co	2	-0.064246	–	К. β^+	72 доби	0.47
	⁵⁹ Co	7/2	-0.066811	100			
	⁶⁰ Co	4	-0.066194	–	β^-	5.2 роки	0.31
29	⁶³ Cu	3/2	-0.070406	69.1			
	⁶⁵ Cu	3/2	-0.072214	30.9			
30	⁶⁵ Zn	5/2	-0.070766	–	К. β^+	245 діб	0.325
35	⁸² Br	6	-0.083198	–	β^-	36 г	0.456
38	⁸⁸ Sr	0	-0.09436	82.56			
	⁸⁹ Sr	5/2	-0.09257	–	β^-	51 доба	1.46
	⁹⁰ Sr	0	-0.09223	–	β^-	28 років	0.535
39	⁹⁰ Y	2	-0.09282	–	β^-	64 г	2.24
47	¹⁰⁷ Ag	1/2	-0.09303	51.35			
53	¹²⁷ I	5/2	-0.09565	100			
	¹²⁸ I	1	-0.09418	–	К. β^-	25 хв	2.12 і 1.67
79	¹⁹⁷ Au	3/2	-0.03345	100			
	¹⁹⁸ Au	2	-0.03176	–	β^-	2.7 діб	0.96
81	²⁰⁴ Tl	–	-0.02611	–	β^-	4.1 рік	0.77
82	²⁰⁶ Pb	0	-0.02554	23.6			
	²⁰⁷ Pb	1/2	-0.02410	22.6			
	²⁰⁸ Pb	0	-0.02336	52.3			
83	²⁰⁹ Bi	9/2	-0.01958	100			
	²¹⁰ Bi	4	-0.01589	–	α	2.6·10 ⁶ років	4.97
84	²¹⁰ Po	–	-0.01713	–	α	138 діб	5.3
86	²²² Rn	–	0.01753	–	α	3.8 доби	5.49
88	²²⁶ Ra	0	0.02536	–	α	1620 років	4.78 і 4.59
90	²³² Th	0	0.03821	100	α	1.4·10 ¹⁰ років	4.00 і 3.98
	²³³ Th	–	0.04143	–	β^-	22 хв	1.23

Таблиця 5. Основні фізичні сталі

Швидкість світла у вакуумі	$c = 2.998 \cdot 10^8 \text{ м/с}$
Гравітаційна стала	$G = 6.67 \cdot 10^{-11} \text{ м}^3/(\text{кг} \cdot \text{с}^2)$
Стала Авогадро	$N_A = 6.023 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}$
Число Лошмідта	$n_0 = 2.69 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$
Універсальна газова стала	$\dot{R} = 8.314 \text{ Дж/(К} \cdot \text{моль)}$
Стала Больцмана	$k = \begin{cases} 1.3807 \cdot 10^{-23} \text{ Дж/К} \\ 0.8617 \cdot 10^{-4} \text{ еВ/К} \end{cases}$
Елементарний заряд	$e = \begin{cases} 4.803 \cdot 10^{-10} \text{ СГСЕ} \\ 1.602 \cdot 10^{-19} \text{ Кл} \end{cases}$
Маса електрона	$m_e = \begin{cases} 0.911 \cdot 10^{-27} \text{ з} \\ 0.511 \text{ МеВ} \\ 5.486 \cdot 10^{-4} \text{ а.о.м.} \end{cases}$
Питомий заряд електрона	$e/m_e = \begin{cases} 5.27 \cdot 10^{17} \text{ СГСЕ} \\ 1.76 \cdot 10^{11} \text{ Кл/кг} \end{cases}$
Маса протона	$m_p = \begin{cases} 1.6726 \cdot 10^{-24} \text{ з} \\ 938.28 \text{ МеВ} \\ 1.007276 \text{ а.о.м.} \end{cases}$
Питомий заряд протона	$e/m_p = \begin{cases} 2.87 \cdot 10^{14} \text{ СГСЕ} \\ 0.959 \cdot 10^8 \text{ Кл/кг} \end{cases}$
Стала Стефана – Больцмана	$\sigma = 5.67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт/(м}^2 \cdot \text{К}^4)$
Стала закону зміщення Віна	$b = 0.290 \text{ см} \cdot \text{К}$
Стала Планка	$\eta = \begin{cases} 1.0546 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с} \\ 0.6582 \cdot 10^{-15} \text{ еВ} \cdot \text{с} \end{cases}$
Стала Рідберга	$R = 2.067 \cdot 10^{16} \text{ с}^{-1}$ $R' = R/2\pi c = 1.097 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$
Перший Борівський радіус	$r_1 = 0.529 \cdot 10^{-10} \text{ м}$
Енергія зв'язку електрона у атомі водню	$E = 13.56 \text{ еВ}$
Комптонівська довжина хвилі електрона	$\lambda_c = 2.426 \cdot 10^{-12} \text{ м}$
Класичний радіус електрона	$r_e = 2.82 \cdot 10^{-15} \text{ м}$
Стала тонкої структури	$\alpha = 1/137.036$
Магнетон Бора	$\mu_B = \begin{cases} 0.9274 \cdot 10^{-23} \text{ Дж/Тл} \\ 0.5788 \cdot 10^{-4} \text{ еВ/Гс} \end{cases}$
Ядерний магнетон	$\mu_{\text{я}} = \begin{cases} 5.051 \cdot 10^{-27} \text{ Дж/Тл} \\ 3.152 \cdot 10^{-8} \text{ еВ/Гс} \end{cases}$

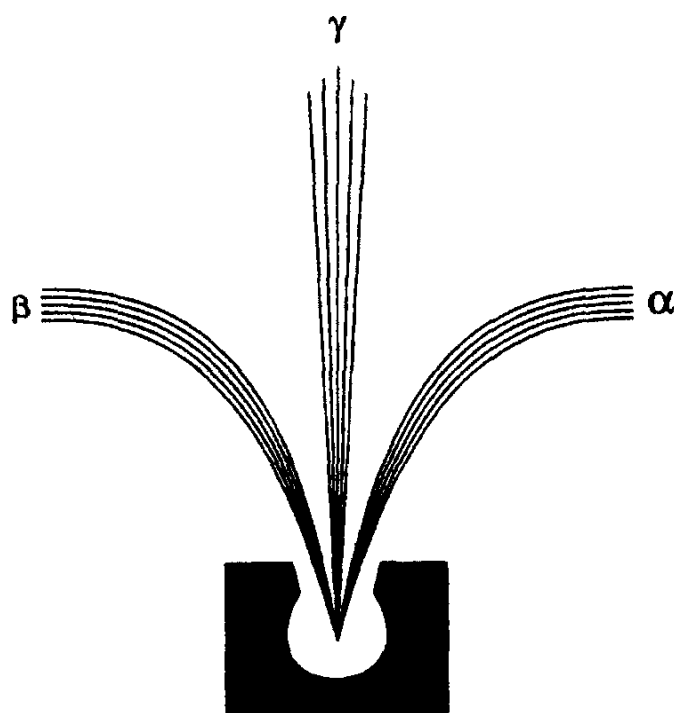
Магнітний момент: електрона	$\mu_e = 1.00116 \mu_B$
протона	$\mu_p = 2.7928 \mu_y$
нейтрона	$\mu_n = - 1.913 \mu_y$
дейтрона	$\mu_d = 0.8574 \mu_y$
Гіромагнітний множник: електрона	$g_e = 2.0022$
протона	$g_p = 5.5855$
нейтрона	$g_n = - 3.8263$
дейтрона	$g_d = 0.8574$
Квант магнітного потоку	$\Phi_0 = \begin{cases} 2.068 \cdot 10^{-15} \text{ Вб} \\ 2.068 \cdot 10^{-7} \text{ Мкс} \end{cases}$
Електрична стала	$\epsilon_0 = 0.885 \cdot 10^{-11} \text{ Ф/м}$ $1/4\pi \epsilon_0 = 9 \cdot 10^9 \text{ м/Ф}$
Магнітна стала	$\mu_0 = 1.257 \cdot 10^{-6} \text{ Гн/м}$ $\mu_0/4\pi = 10^{-7} \text{ Гн/м}$

Періоди		ГРУПИ										VIII							
		I		II		III		IV		V		VI		VII		VIII			
1		H 1,0079 1s ¹ Гідроген														He 4,0026 1s ² Гелій			
2		Li 6,941 [He]2s ² Літій		Be 9,0122 [He]2s ² Берилій		B 10,811 [He]2s ² 2p ¹ Бор		C 12,011 [He]2s ² 2p ² Карбон		N 14,007 [He]2s ² 2p ³ Азот		O 15,999 [He]2s ² 2p ⁴ Оксиген		F 18,998 [He]2s ² 2p ⁵ Флуор		Ne 20,179 [He]2s ² 2p ⁶ Неон			
3		Na 22,990 [Ne]3s ¹ Натрій		Mg 24,305 [Ne]3s ² Магній		Al 26,982 [Ne]3s ² 3p ¹ Алюміній		Si 28,086 [Ne]3s ² 3p ² Силіцій		P 30,974 [Ne]3s ² 3p ³ Фосфор		S 32,066 [Ne]3s ² 3p ⁴ Сульфур		Cl 35,453 [Ne]3s ² 3p ⁵ Хлор		Ar 39,948 [Ne]3s ² 3p ⁶ Аргон			
4		K 39,098 [Ar]4s ¹ Калій		Ca 40,078 [Ar]4s ² Кальцій		Sc 44,956 [Ar]3d ¹ 4s ² Скандій		Ti 47,88 [Ar]3d ² 4s ² Титан		V 50,942 [Ar]3d ³ 4s ² Ванадій		Cr 51,996 [Ar]3d ⁵ 4s ¹ Хром		Mn 54,938 [Ar]3d ⁵ 4s ² Манган		Fe 55,847 [Ar]3d ⁶ 4s ² Ферум			
5		Rb 85,468 [Kr]4d ⁵ 5s ¹ Рубідій		Sr 87,62 [Kr]5s ² Стронцій		Y 88,906 [Kr]4d ¹ 5s ² Ітрій		Zr 91,224 [Kr]4d ² 5s ² Цирконій		Nb 92,906 [Kr]4d ⁴ 5s ¹ Ніобій		Mo 95,94 [Kr]4d ⁵ 5s ¹ Молибден		Tc 98,906 [Kr]4d ⁵ 5s ² Технецій		Ru 101,07 [Kr]4d ⁷ 5s ¹ Рутеній			
6		Cs 132,91 [Xe]6s ¹ Цезій		Ba 137,33 [Xe]6s ² Барій		*La 138,91 [Xe]5d ¹ 6s ² Лантан		Hf 178,49 [Xe]4f ¹⁴ 5d ² 6s ² Гафній		Ta 180,95 [Xe]4f ¹⁴ 5d ³ 6s ² Тантал		W 183,85 [Xe]4f ¹⁴ 5d ⁴ 6s ² Вольфрам		Re 186,21 [Xe]4f ¹⁴ 5d ⁵ 6s ² Реній		Os 190,2 [Xe]4f ¹⁴ 5d ⁶ 6s ² Осмій			
7		Fr [223] [Rn]7s ¹ Францій		Ra 226,02 [Rn]7s ² Радій		**Ac [227] [Rn]6d ¹ 7s ² Актиній		Db [261] [Rn]5f ¹⁴ 6d ¹ 7s ² Дубній		Jl [262] [Rn]5f ¹⁴ 6d ¹ 7s ² Джолотій		Rf [263] [Rn]5f ¹⁴ 6d ² 7s ² Резерфордій		Bh [264] [Rn]5f ¹⁴ 6d ³ 7s ² Борій		Mt [266] [Rn]5f ¹⁴ 6d ⁴ 7s ² Майтнерій			
Випі оксиди		R ₂ O		RO		R ₂ O ₃		RO ₂		R ₂ O ₅		RO ₃		R ₂ O ₇		RO ₄			
Легкі водневі сполуки		Ce		Nd		Pm		Eu		Gd		Tb		Dy		Ho			
58		Ce [140]91 [Xe]4f ¹ 5d ¹ 6s ² Церій		Nd [144]24 [Xe]4f ⁴ 5d ⁰ 6s ² Неодім		Pm [147]1 [Xe]4f ⁵ 6s ² Прометій		Eu [151]96 [Xe]4f ⁷ 5d ⁰ 6s ² Європій		Gd [157]25 [Xe]4f ⁷ 5d ¹ 6s ² Гадоліній		Tb [158]93 [Xe]4f ⁹ 5d ⁰ 6s ² Тербій		Dy [162]5 [Xe]4f ¹⁰ 5d ⁰ 6s ² Диспрозій		Ho [164]93 [Xe]4f ¹¹ 5d ⁰ 6s ² Гольмій		Lu [174]97 [Xe]4f ¹⁴ 5d ⁰ 6s ² Лютецій	
90		Th		U		Np		Am		Cm		Bk		Cf		Es			
232		Th [231]1 [Rn]5f ¹⁴ 6d ² 7s ² Торій		U [238]03 [Rn]5f ³ 6d ¹ 7s ² Уран		Np [237]93 [Rn]5f ⁴ 6d ¹ 7s ² Нептуній		Am [243]95 [Rn]5f ⁷ 6d ⁰ 7s ² Амерцій		Cm [247]96 [Rn]5f ¹⁰ 6d ¹ 7s ² Кюріум		Bk [247]97 [Rn]5f ¹³ 6d ⁰ 7s ² Берклій		Cf [249]98 [Rn]5f ¹⁴ 6d ⁰ 7s ² Каліфорній		Es [252]99 [Rn]5f ¹⁴ 6d ⁰ 7s ² Ейнштейній		Lr [260]103 [Rn]5f ¹⁴ 6d ¹ 7s ² Лоренцій	

Фреїк Д.М., Возняк О.М., Салій Я. П.

Фізичний практикум

Ядерна фізика



Івано-Франківськ - 1996р.

Міністерство освіти України
Прикарпатський університет ім. Василя Стефаника
кафедра фізики твердого тіла

Фреїк Д.М., Возняк О.М., Салій Я.П.

Фізичний практикум

Ядерна фізика

Для студентів спеціальності 01.04. "Фізика"

Івано-Франківськ - 1996р.

ББК 22. 38.

Фізичний практикум. Ядерна фізика / Фреїк Д. М. , Возняк О.М.,
Салій Я.П. - Івано-Франківськ. Прикарпатський університет.1996.-71с.

Описані лабораторні роботи з ядерної фізики, що стосуються вивчення методів реєстрації радіоактивного випромінювання, його властивостей та моделювання ядерних процесів. Значну увагу звернуто на графічне представлення експериментальних даних та їх математичну обробку.

Для студентів фізичних спеціальностей університетів.

Іл. 22. Табл. 5. Бібліографія 25.

Рецензенти: Рувінський М. А., д-р фіз.-мат. наук,
проф. Яцура М.М., канд. фіз.-мат. наук, доц.

Затверджено Вченою Радою Прикарпатського університету
ім. Василя Стефаника
(Протокол N 6 від 14 березня 1996р.)

ЗМІСТ

Вступ	4
Лабораторна робота № 1	Вивчення мертвого часу самогаснучого газового лічильника 5
Лабораторна робота № 2	Вимірювання поглинання гама-променів у свинці, латуні і алюмінію 13
Лабораторна робота № 3	Визначення верхньої межі β -спектра та визначення активності β -джерела абсолютним методом..... 18
Лабораторна робота № 4	Визначення енергії гамма-квантів за допомогою сцинтиляційного спектрометра 25
Лабораторна робота № 5	Виявлення слабкої радіоактивності в речовинах, що оточують людину і визначення періоду піврозпаду довгоживучого ізотопу 34
Лабораторна робота №6	Дослідження розсіювання α -частинок в речовині (моделювання досліду Резерфорда на ЕОМ)..... 41
Лабораторна робота № 7	Математична обробка результатів вимірювань 46
Лабораторна робота № 8	Моделювання на ЕОМ проходження нейтронів через речовину..... 56
Лабораторна робота № 9	Дослідження резонансного поглинання гама-квантів (ефект Месбауера) 61
Додатки	70

ВСТУП

Загальний фізичний практикум займав важливе місце в системі підготовки спеціалістів-фізиків. Будучи важливою складовою частиною загального курсу фізики, практикум дає змогу студенту поглибити теоретичні знання і пов'язати їх з практикою, познайомитися з найважливішими методами вимірювань. В даний час важливим завданням практикуму є також вироблення навиків статистичної обробки результатів експерименту із застосуванням електронно-обчислювальної техніки та комп'ютерного моделювання фізичних процесів.

В даних методичних вказівках описано 9 лабораторних робіт, які стосуються методів реєстрації частинок та їх застосування для дослідження деяких явищ ядерної фізики. Крім того, тут приведено методи обробки експериментальних результатів і приклади моделювання ядерних процесів.

Опис робіт містить план і короткий виклад теоретичних відомостей, що стосуються досліджуваного явища, характеристики експериментального обладнання, список рекомендованої літератури, перелік контрольних запитань та порядок виконання. Теоретичні відомості достатньо повні і дають чітке уявлення про суть досліджуваного явища і методику його вивчення. Виконання лабораторних робіт передбачав широке застосування графічного представлення інформації. Застосування згаданого методу особливо поширене у ядерній фізиці і фізиці елементарних частинок, де графіки використовуються не лише для наочного зображення результатів експерименту і порівняння експериментальних даних з теоретичними залежностями, а і для визначення деяких величин чи встановлення емпіричних залежностей між фізичними величинами.

Даний цикл лабораторних робіт розроблений на кафедрі фізики твердого тіла Прикарпатського університету. При їх розробці узагальнено досвід проведення практикумів з ядерної фізики у Львівському, Київському, Московському університетах, Московському фізико-технічному та Московському інженерно-фізичному інститутах.

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА №1

ТЕМА: Вивчення мертвого часу самогаснучого газового лічильника.

МЕТА: Ознайомитися з конструкцією та роботою самогаснучого газового лічильника і експериментально визначити його мертвий час.

ПРИЛАДИ ТА МАТЕРІАЛИ: Перерахунковий пристрій ПП-16 з приставкою БГС-4, два радіоактивних препарати в свинцевих контейнерах, секундомір.

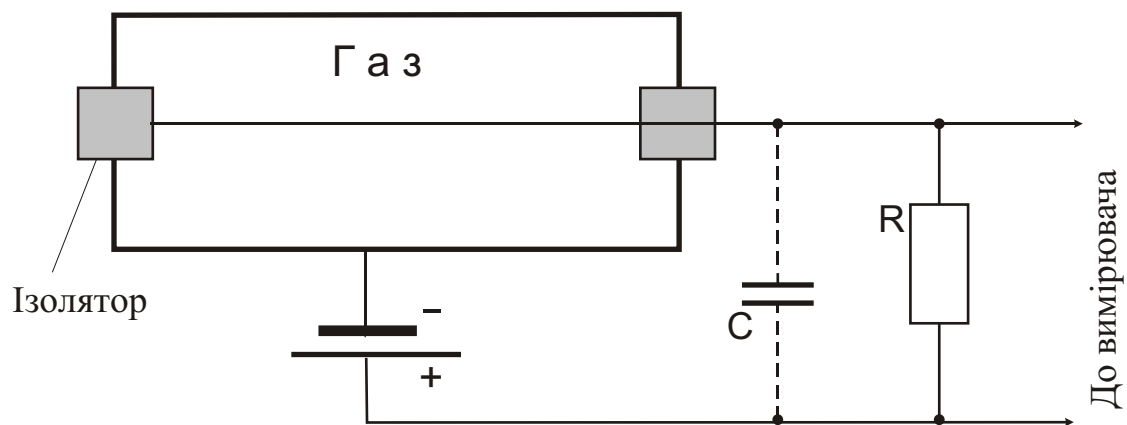
ЛІТЕРАТУРА.

1. Авотин К. П. Практикум по радиоактивности, М., Высшая школа, 1974, с. 20-29.
2. Тишкин П. А. Экспериментальные методы ядерной физики, ч.1, Высшая школа, 1973.
3. Донченко А. С. Лабораторні роботи з фізики. Вид. Київського університету, 1966, с. 58-62.
4. Практикум по ядерной физике. Под ред. С. В. Сергеева, М., Высшая школа, 1975, гл. 2.
5. Колпаков П. Е. Основы ядерной физики, М.. Просвещение, 1969, п.6.
6. Калашникова В. Н., Козодаев М. С. Детекторы элементарных частиц, М., Наука, 1966, гл.3.
7. Широков Ю.И., Юдин Н.П.. Ядерная физика, М., Наука, 1980, гл.9, п. 4.
8. Лабораторные занятия по физике, Под. ред. Гольдина Л.Л., М., Наука, 1983.

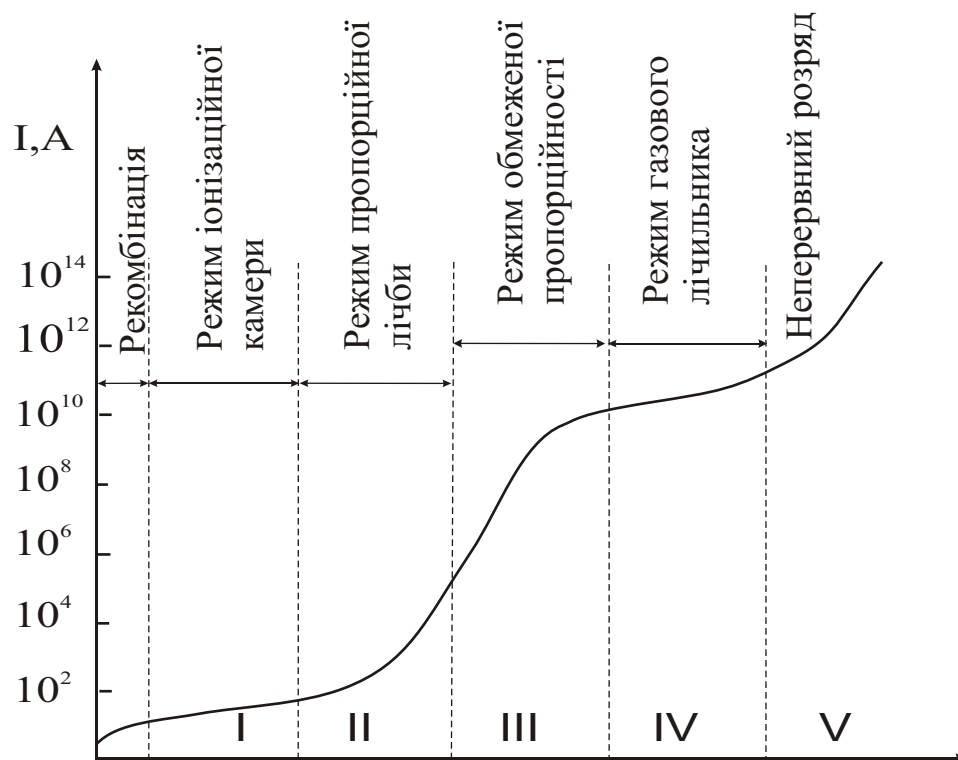
ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ

1. Будова і принцип дії газових лічильників.
2. Поняття мертвого часу лічильника.
3. Необхідність врахування мертвого часу лічильника.
4. Роздільна здатність лічильника.
5. Вивести робочу формулу.

Лічильники призначені для реєстрації і дослідження швидких частинок. Вони являють собою наповнену газом посудину із двома електродами. Схему приладу зображена на мал.1. В більшості випадків стінки утворюють один із електродів. Другий електрод вводиться в посудину через ізолятор. На електроди подається постійна напруга від джерела живлення. Струм, що проходить через газ, пропорційний величині спаду напруги на вимірювальному опорі. Неіонізований газ струму не пропускає. Провідність залежить від зовнішніх причин, що приводять до виникнення іонів, іонізація спричинюється швидкими



Мал.1. Схема будови газового лічильника



Мал.2 Вольт-амперна характеристика газового лічильника при роботі в різних режимах.

зарядженими частинками, що проходять через газ. При дослідженні нейтральних частинок (нейтронів, γ -квантів) іони утворюються вторинними зарядженими частинками, що виникають при взаємодії первинних частинок із атомами газу чи стінок. Найчастіше використовують аргон і неон, іноді азот чи водень. На мал.2 схематично показана типова вольт-амперна характеристика даного приладу. При невеликих напругах через прилад проходить незначний струм, тому вдається реєструвати лише сумарний струм, що створюється великою кількістю частинок. Прилади, які працюють за таким принципом називаються іонізаційними камерами. При збільшенні напруги струм зростає на декілька порядків і вдається реєструвати окремі частинки. В даному випадку говорять про лічильники.

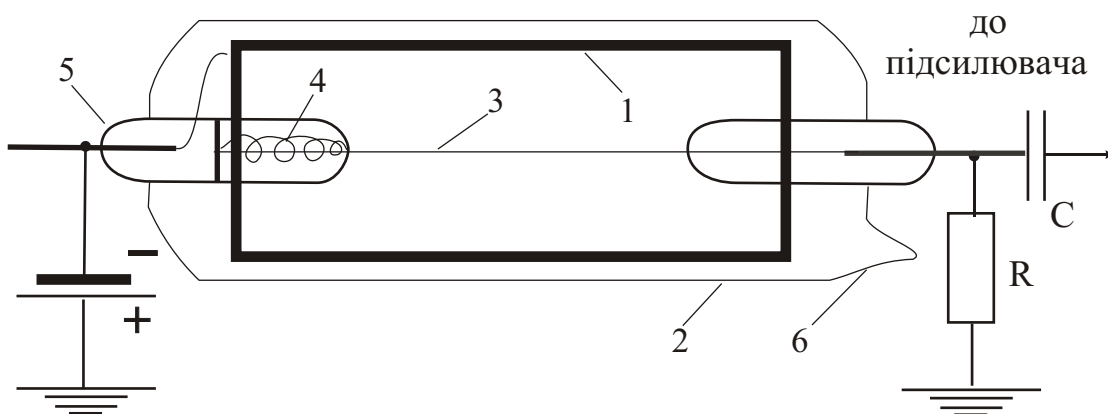
Іонізаційні камери, які використовують газове підсилення, тобто підсилення імпульсів внаслідок збільшення кількості електронів, що виникають при вторинній іонізації атомів, називаються газовими лічильниками. Лічильники можуть мати різну будову. На мал.3 показана будова лічильника із циліндричними стінками. Катодом служить графітний шар і або будь-який метал, нанесений на внутрішню поверхню скляної циліндричної трубки 2. Анод з закріплений за допомогою скляних трубок 5. Трубка 6 служить для відкачування і заповнення лічильника газом. Для реєстрації α -частинок і м'якого β -випромінювання часто використовують торцевий лічильник. Для циліндричного лічильника (мал.3) напруженість електричного поля обертено пропорційна відстані до осі:

$$E = \frac{U}{\ln(r_2/r_1)} \frac{1}{r} \quad .$$

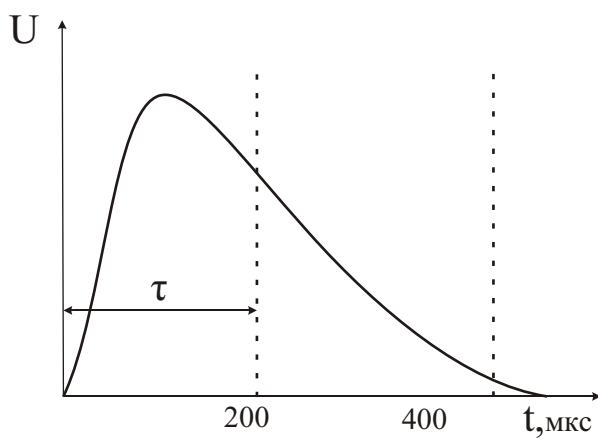
де r_1 , - радіус нитки анода, r_2 - внутрішній радіус катода, U - напруга. Умова вторинної іонізації $E > E_{BT}$ — виконується при

$$r < r_0 = \frac{U}{E_{BT}} \frac{1}{\ln(r_2/r_1)}$$

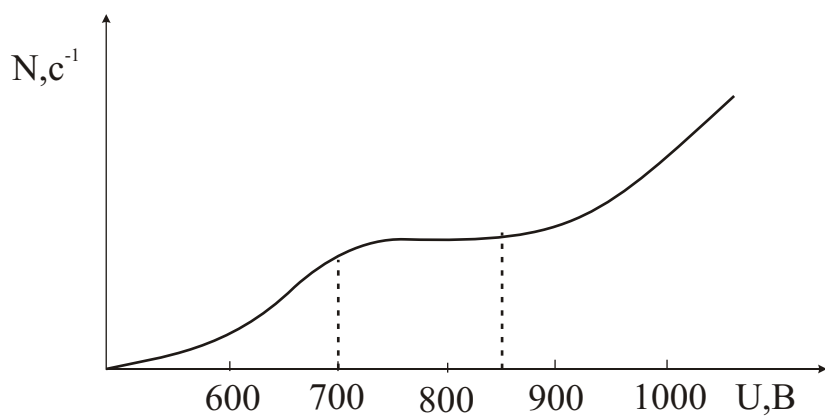
Відношення числа електронів, що попадають на анод, до числа первинних електронів, називається коефіцієнтом газового підсилення A . Коефіцієнт газового підсилення швидко зростає при зростанні напруги і при великих A починає залежати від первинного пучка. При цьому лічильник переходить від пропорційного режиму в режим обмеженої пропорційності. При збільшенні напруги лічильник починає працювати в гейгерівському режимі. На мал.2 це область IV. При цьому сигнал вже не треба підсилювати. В даному випадку виникає таке явище як самотійний розряд і лічильник може реєструвати тільки одну частинку, а для реєстрації другої необхідно погасити самотійний розряд. За способом гасіння розрізняють самогаснучі і несамогаснучі



Мал. 3 Схема циліндричного лічильника в скляній оболонці



Мал.4 Картина на екрані осцилографа, яка виникає при спостереженні імпульсів газового лічильника
 τ - мертвий час лічильника



Мал.5 Лічильна характеристика газового лічильника

лічильники (останні майже не використовуються). Гасіння розряду в самогаснучому лічильнику здійснюється додаванням до газу парів якоїсь складної органічної сполуки (спирту, ацетону, і т. д.) ~10%.

Розряд самогаснучого лічильника триває $\sim 10^{-7}$ с. Протягом цього часу лічильник стає не чутливим до інших частинок, що попадають у нього. Цей час називають мертвим часом лічильника. Мертвий час лічильника добре спостерігати за допомогою осцилографа. На екрані ми отримуємо картину зображену на мал.4. Мертвий час самогаснучого лічильника залежить від напруги на ньому і від рухливості іонів газу.

Важливою технічною характеристикою газового лічильника є його лічильна характеристика (мал. 5). Вона визначає залежність числа частинок, які реєструються лічильником за одиницю часу, від напруги на лічильнику при постійних інтенсивності випромінювання і відстані від радіоактивного джерела.

Поки значення напруги буде меншим порогового, лічильник не працює як газовий і зв'язана з ним електронна схема не реєструє частинок. При досяганні порогової напруги лічильник починає реєструвати частинки, і швидкість лічби збільшується. Потім настає область плато, на якому швидкість лічби мало залежить від напруги. В цій області лічильник реєструє майже всі частинки, що попали в нього. За плато починається швидке зростання числа відліків, пов'язане з багатократною реєстрацією кожної частинки. Збільшення швидкості лічби в цій області служить попередженням про те, що лічильник переходить в режим неперервного розряду. Зростання напруги повинно бути негайно зупинене і режим лічильника слід повернути до середини плато.

Іншою технічною характеристикою лічильника є його ефективність. Ефективністю називають відношення (переважно в процентах) кількості зареєстрованих частинок (або квантів) до повного числа частинок, які проходять через лічильник.

Припустимо, що лічильник має мертвий час τ та щосекунди реєструє N частинок. Тоді на протязі однієї секунди лічильник на час τN втрачає здатність до реєстрації. Якщо за секунду у лічильник попадуть N_0 частинок, що спроможні викликати імпульс, то за час τN з цієї кількості не буде зареєстровано $\tau N N_0$ частинок. Тому різниця у числі N_0 частинок, що попали у лічильник, та N , що зареєстровані ним, дорівнюватиме

$$N_0 - N = \tau N N_0.$$

Таким чином, повне число частинок, що попали на лічильник, дорівнює

$$N_0 = \frac{N}{1 - \tau N}.$$

а мертвий час лічильника

$$\tau = \frac{N_0 - N}{N_0 N}. \quad (1)$$

Неважко бачити, що добуток

$$\tau N_0 = \frac{N_0 - N}{N} \approx \tau N$$

є відносною похибкою швидкості лічби, викликаною наявністю мертвого часу лічильника. Ця похибка при зростанні швидкості лічби може досягти значної величини. Так, при $\tau = 2 \cdot 10^{-4}$ с для порівняно малої швидкості лічби в 100 імпл./с похибка у лічбі буде становити 2 %, а при збільшенні швидкості лічби до 1000 імпл./с – зросте до 20 %.

Для визначення мертвого часу лічильника, крім кількості N зареєстрованих частинок, необхідно знати N_0 . Цю величину не можна визначити експериментально і щоб виключити її з формули (1) скористаємось таким методом. Встановимо під лічильником два джерела радіоактивного випромінювання. Припустимо, що за 1с від першого джерела у лічильник попадає N_{01} – частинок, що можуть викликати у ньому імпульс, а від другого – N_{02} . Тоді сумарне число частинок N_{012} від обох джерел повинно дорівнювати $N_{01} + N_{02}$. Заберемо з-під лічильника друге джерело випромінювання і зробимо відлік кількості зареєстрованих імпульсів N_1 від першого джерела.

Тоді

$$N_{01} = \frac{N_1}{1 - \tau N_1}.$$

Замість першого джерела поставимо друге і знову зробимо відлік кількості зареєстрованих імпульсів N_2 . Одержимо

$$N_{02} = \frac{N_2}{1 - \tau N_2}.$$

Встановимо під лічильником обидва джерела та визначимо сумарний відлік N_{12} . У цьому випадку

$$N_{012} = \frac{N_{12}}{1 - \tau N_{12}}.$$

Через те, що $N_{012} = N_{01} + N_{02}$, то

$$\frac{N_{12}}{1 - \tau N_{12}} = \frac{N_1}{1 - \tau N_1} + \frac{N_2}{1 - \tau N_2}.$$

Розв'язавши це рівняння відносно τ , якщо виключити члени, що мають квадрат малої величини τ , одержимо

$$\tau = \frac{N_1 + N_2 - N_{12}}{2N_1 N_2}.$$

ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ РОБОТИ

1. Включити і підготувати прилад до роботи.
2. Отримати радіоактивні препарати у лаборанта.
3. Розмістити під лічильником перший препарат і зробити три відліки числа імпульсів за різний час (1, 3, 5 хвилин).

УВАГА! ЗМІЩЕННЯ ПРЕПАРАТІВ ВІДНОСНО ЛІЧИЛЬНИКА В ПРОЦЕСІ ВИМІРЮВАНЬ НЕДОПУСТИМО.

4. Поряд з першим джерелом поставити друге і зробити три відліки за ті ж проміжки часу.
5. Зняти перше джерело і знову провести підрахунок кількості імпульсів за ті ж проміжки часу.
6. Виключити установку, здати контейнери з радіоактивними препаратами лаборанту.
7. Визначити для кожного вимірювання швидкість лічби N імп./с.
8. Використовуючи отримані результати і формулу (2) обчислити мертвий час газового лічильника.
9. Результати вимірювань занести в таблицю:

Радіоактивний препарат	Час вимірювань, хвилини	Число зареєстрованих імпульсів	Швидкість лічби N , імп./с
1			
2			
1+2			

Середнє значення мертвого часу $\tau_{cp} =$

Абсолютна похибка $\Delta\tau =$

Відносна похибка $\varepsilon =$

Виміряне значення мертвого часу $\tau = \tau_{cp} \% \Delta\tau =$

КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ

1. Що таке мертвий час газового лічильника?
2. Від чого залежить величина мертвого часу лічильника?
3. Як залежить величина мертвого часу лічильника від напруженості електричного поля між електродами?
4. Як залежить мертвий час лічильника від величини просторового заряду, що створюється позитивними іонами?

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА № 2

ТЕМА: Вимірювання поглинання гама-променів у свинці, латуні і алюмінії.

МЕТА: Ознайомитися з теорією поглинання гама-променів металами і виміряти коефіцієнти їх поглинання в свинці, латуні і алюмінії.

ПРИЛАДИ І МАТЕРІАЛИ: перерахунковий пристрій ПП-16 з приставкою БГС-4, свинцевий коліматор з джерелом гама-випромінювання, пластинки виготовлені із свинцю, латуні і алюмінію, мікромметр.

ЛІТЕРАТУРА

1. Вальтер А.К., Залюбовський І.І. Ядерная физика, Харьков. Вища школа, 1978, с.41-53.
2. Тишкин П.А. Экспериментальные методы ядерной физики. ч.І, 1970, с.13-26.
3. Сб. лабораторных работ под ред. К.Н. Мухина, М., Атомиздат, 1979, с.71-76.
4. Дущенко В.П. та ін. Фізичний практикум, К., Радянська школа, 1965, с.350-352.
5. Руководство к лабораторным занятиям по физике. Под ред. Л.Л.Гольдина, М., Наука, 1973, с.436-443.

ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ

1. Фотоелектричне поглинання.
2. Комптонівське розсіювання.
3. Утворення електрон-позитронних пар.
4. Вивести робочу формулу: $\mu = 1/x \ln(N_0/N)$.

Гама-промені виникають при переході збуджених ядер із вищого енергетичного стану в нижчий. Величина енергії гама-квантів може лежати в проміжку від декількох тисяч до мільйонів електронвольт. Гама-кванти не несуть електричного заряду, їх маса спокою дорівнює нулю. Проходячи через речовину, пучок гама-квантів постійно ослаблюється. Ослаблення відбувається за експоненціальним законом

$$I = I_0 \exp(-\mu x). \quad (1)$$

де I , I_0 – інтенсивності випромінювань відповідно того що пройшло і падаючого, x - довжина шляху пройденого пучком гама-променів, μ – константа, величина якої залежить від речовини, через яку проходять гама-промені.

Ослаблення потоку гама-променів, що виникає при проходженні середовища, пов'язано з трьома ефектами: з фотоелектричним поглинанням, з комптонівським розсіюванням і з генерацією електронно-позитронних пар. Розглянемо ці ефекти.

ФОТОЕЛЕКТРИЧНЕ ПОГЛИНАННЯ. При зіткненні гама-квантів з електронами внутрішніх атомних оболонок може проходити погли-

нання квантів. Енергія і імпульс кванта передається електрону і іону, що залишився після вильоту електрона. Вільні електрони не можуть поглинати гама-кванти, тому що при цьому не виконуються одночасно закони збереження енергії і імпульсу. Зовнішні електрони не беруть участі у фотоелектричному поглинанні, тому що вони слабо зв'язані в атомі, так, що їх практично можна вважати вільними.

Ймовірність dP_Φ фотоелектричного поглинання гама-квантів пропорційна довжині шляху dx та густині електронів у середовищі (враховуються тільки електрони, які належать внутрішнім оболонкам атома):

$$dP_\Phi = \sigma_{\Phi,e} n_i dx,$$

де n_i – густина внутрішніх електронів, а $\sigma_{\Phi,e}$ – коефіцієнт пропорційності. Легко бачити, що $\sigma_{\Phi,e}$ має розмірність см^2 . Цей коефіцієнт носить назву поперечного перерізу фотоелектричного поглинання. Поперечний переріз характеризує імовірність фотоефекту, розраховану на один електрон. Переріз поглинання пов'язаний з коефіцієнтом поглинання співвідношенням

$$\mu_\Phi = \sigma_{\Phi,e} n_i$$

Ця формула виражає залежність μ_Φ від густини електронів. Кінетична енергія електрона виражається формулою

$$T_i = h\omega - W_i$$

де W_i – енергія зв'язку цього електрона.

Ймовірність фотоефекту оцінюється наближеною формулою:

$$\sigma_\Phi \sim Z^2/(h\omega)^{3,5}$$

КОМПТОНІВСЬКЕ РОЗСІЮВАННЯ. Комптонівським розсіюванням або комптонівським ефектом називається пружне зіткнення гама-кванта з електроном. При такому зіткненні гама-квант передає електрону частину своєї енергії, величина якої визначається кутом розсіювання.

Комптонівське розсіювання відбувається на вільних або слабо зв'язаних електронах. Роль комптонівського ефекту стає суттєвою коли енергія квантів є набагато більшою від енергії зв'язку електронів в атомі, ймовірність комптонівського ефекту залежить від енергії гама-квантів. В випадку коли енергія гама-кванта є набагато більшою від енергії спокою електрона, формула для перерізу комптон-ефекту має вигляд

$$\sigma_{K,e} = \pi r_e^2 \frac{m_0 c^2}{h\omega} \left(\ln \frac{2h\omega}{m_0 c^2} + \frac{1}{2} \right).$$

УТВОРЕННЯ ПАР. При енергіях, що перевищують $2mc^2 = 1,02 \text{ MeV}$, стає можливим процес поглинання гама-променів, пов'язаний з утворенням електронно-позитронних пар. Народження пар не може відбуватися у вакуумі, а відбувається у електричному полі ядер, ймовірність цього процесу приблизно пропорційна Z^2 і залежить від

енергії гама-кванта. При цих енергіях фотоефект малоймовірний, а ймовірність утворення пар того ж порядку що і ймовірність комптонівського розсіювання.

ВИВЕДЕННЯ РОБОЧОЇ ФОРМУЛИ

При проходженні через речовину вузького паралельного пучка гама-променів не лише фотоелектричне поглинання і генерація пар, а і комптонівське розсіювання виводять гама-кванти із пучка. Тому формулу (1) можна переписати для кількості гама-квантів

$$N = N_0 \exp(-\mu x).$$

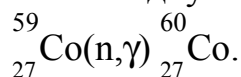
З неї одержимо таку робочу формулу

$$\mu = \frac{1}{x} \ln \frac{N_0}{N}.$$

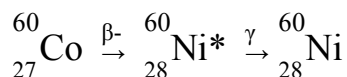
ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНА УСТАНОВКА

Дослідна установка схематично зображена на мал.1, де S – джерело випромінювання, К – коліматори, П – поглинач, Г -лічильник, Ф-формувавч, ПП - перерахунковий пристрій, БП - блок живлення.

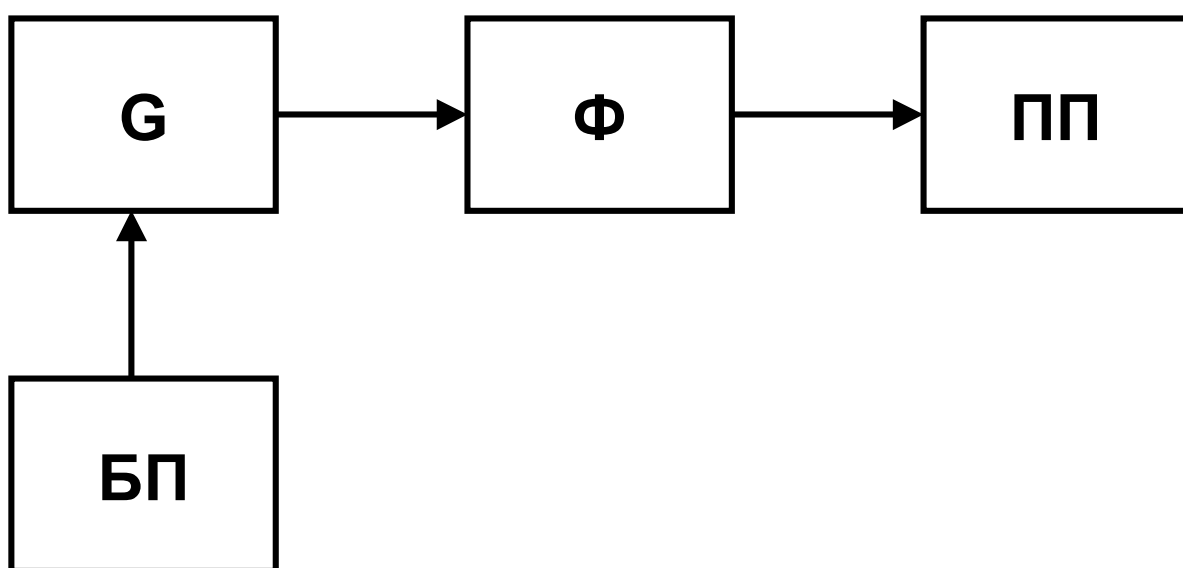
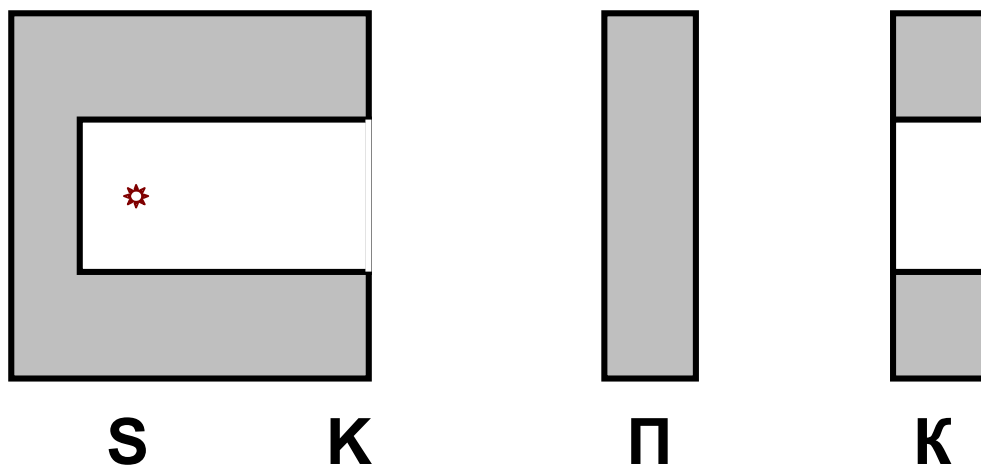
Лічильником гама-квантів в лічильник Гейгера-Мюллера С1-22 з еміттерним повторювачем. Розміщення вузлів установки повинно бути таким, щоб похибки вимірювань внаслідок непаралельності гама-пучка і попадання розсіяних гама-квантів були співмірними і достатньо малими. З цією метою в установці використовують свинцеві коліматори, які виділяють вузький пучок гама-квантів і обмежують попадання на лічильник гама-квантів, розсіяних поглиначем і захистом. При виборі товщини поглинача необхідно пам'ятати, що вона не повинна перевищувати довжину вільного пробігу гама-квантів в речовині, оскільки в іншому випадку суттєву роль відіграватиме багаторазове розсіювання гама-квантів. Статистичні флуктуації повинні бути порядку систематичних похибок 3-5 %. Джерелом гама-квантів є препарат радіоактивного ізотопу кобальту ^{60}Co . Цей ізотоп отримують опроміненням в ядерному реакторі пластинки із стабільного ізотопу кобальта ^{59}Co нейтронним потоком. Відбувається ядерна реакція:



Ізотоп ^{60}Co - радіоактивний з періодом піврозпаду $T_{1/2} = 5,3$ роки, тобто джерело довгоживуче,



Бета-спектр м'який ($E_0=0,32\text{MeV}$), тому електрони поглинаються стінками ампули, в якій знаходиться джерело. Для жорстокого гама-випромінювання ці стінки практично прозорі.



Мал.1. Схема дослідної установки

ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ РОБОТИ

Для визначення повного коефіцієнта поглинання гама-променів знаходять залежність густини потоку гама-квантів від товщини поглинача. Для цього потрібно:

1. Визначити фон за одиницю часу $n_{\Phi} = N_{\Phi}/t_{\Phi}$.
2. Підрахувати число імпульсів n_x за одиницю часу для кожного значення товщини поглинача: $n_x = N_x/t_x$.
3. Із отриманих значень n_x виключити фон $n(x) = n_x - n_{\Phi}$.
4. Побудувати залежність $n(x)$ від товщини поглинача для свинцю, латуні і алюмінію.
5. Побудувати залежність $\ln(n_x/n_0)$ від x для свинцю, латуні і алюмінію.
6. За методом найменших квадратів визначити коефіцієнт поглинання і його похибку для свинцю, латуні і алюмінію.
7. Оцінити співпадання результатів досліду в експоненціальним законом.

КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ

1. Яка природа гама-променів?
2. Якими процесами обумовлено поглинання гама-променів?
3. Які приклади використання гама-випромінювання в науці і техніці вам знайомі?
4. Чим відрізняється фотоефект при опроміненні речовини світлом і при дії на нього гама-променями?
5. При яких умовах можливі утворення електронно-позитронних пар?
6. В чому полягає комптонівський ефект?

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА №3

ТЕМА: Визначення верхньої межі β -спектра та визначення активності β -джерела абсолютним методом.

МЕТА: Визначити верхню межу β -спектра методом повного та половинного поглинання і визначити активність β -джерела.

ПРИЛАДИ І МАТЕРІАЛИ: газорозрядний лічильник, свинцевий блок, перераховуючий пристрій, калібрований поглинач, β -джерело.

ЛІТЕРАТУРА

1. Донченко О.С. Лабораторні роботи з фізики. Ядерні випромінювання і дозиметрія. КУ, 1966, с.74-78.
2. Методичні вказівки до проведення лабораторних робіт з ядерної фізики. Львів, ЛУ, 1991, с.33-40.
3. Лабораторные работы по физике ядра. Л, ЛПИ, 1971, с.30-35.

ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ

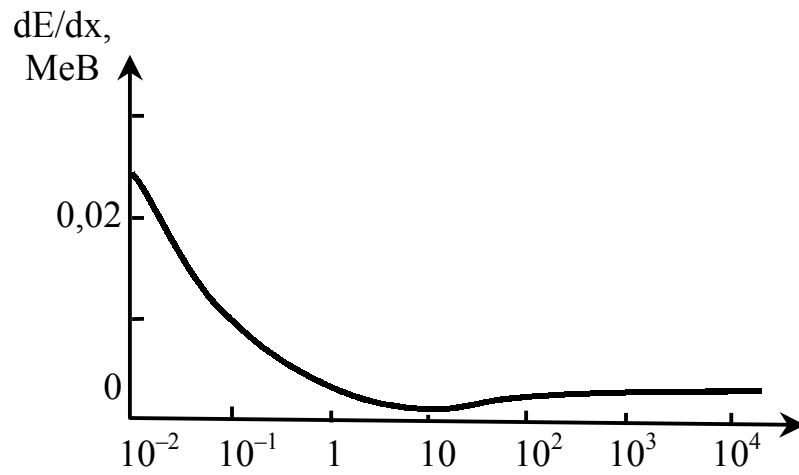
1. Взаємодія β -частинок з речовиною.
2. Метод повного поглинання.
3. Метод половинного поглинання.
4. Абсолютний метод визначення активності β -джерела.

При проходженні через поглинач електрони втрачають свою енергію внаслідок електромагнітної взаємодії з електронами і атомними ядрами речовини. Для електронів з відносно малою енергією (менше критичної) ці втрати зумовлені іонізацією і збудженням електронів речовини поглинача, тобто іонізаційними втратами. При енергіях електрона вищих критичної, найбільш суттєвими є інші втрати – радіаційні втрати, електромагнітне випромінювання внаслідок гальмування в кулонівському полі ядер поглинача. Енергія, яка випромінюється електроном при гальмуванні, визначається як

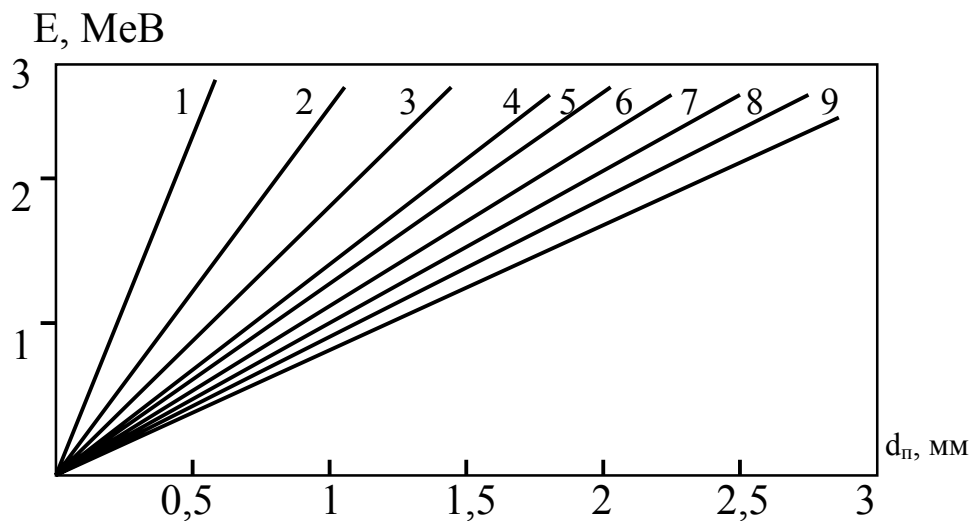
$$E = \frac{1}{6} \pi \epsilon_0 \frac{e^2}{c^3} a^2, \quad (1)$$

де a -прискорення електрона. Питомі радіаційні втрати (тобто розраховані на одиницю шляху) зростають зі збільшенням енергії електрона і пропорційні квадрату заряду ядра поглинача. Енергія електрона, при якій питомі радіаційні втрати дорівнюють питомим іонізаційним втратам, називається критичною. Для легких поглиначів критичні енергії складають приблизно десятки МеВ, тобто набагато перевищують максимальні енергії β -електронів. Тому поглинання β -частинок в легких металах зумовлюється в основному іонізаційними втратами. Величина питомих іонізаційних втрат визначається співвідношенням

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{іон}} = \frac{4\pi e^4 Z_1^2 Z_2 N B}{m_e v^2} \quad (2)$$



Мал. 1. Залежність питомих іонізаційних втрат електрона в повітрі



Мал.2 Номограма для визначення верхньої межі β -спектра за товщиною шару поглинання алюмінію

де Z_1e – заряд частинки, v – її швидкість, N – кількість атомів в 1 см^3 поглиначя, Z – його атомний номер, m_e – маса електрона, B – коефіцієнт гальмування. Для електронів в нерелятивістському наближенні

$$B = \ln \frac{m_e v^2}{I} \quad (3)$$

де I – середній потенціал іонізації атомів поглиначя.

Вплив коефіцієнта гальмування на енергію втрат зростає при наближенні швидкостей електронів до релятивістських. При $W_{ke} = 2m_e c^2$ крива іонізаційних втрат електронів набуває мінімального значення. При зростанні енергії електрона іонізаційні втрати повільно зростають (мал.1). В області високих енергій ріст іонізаційних втрат зупиняється завдяки впливу ефекту поляризації атомів середовища, і крива $(dE/dx)_{ion}$ виходить на плато.

Залежність іонізаційних втрат визначається концентрацією електронів в поглиначі ZN . Часто вводять величину питомих іонізаційних втрат, віднесену до величини ρx , де ρ – густина поглиначя. Якщо β -розпад відбувається в основний стан, то величина іонізаційних втрат, розрахована на 1 г/см^2 , приблизно однакова для всіх легких поглиначів. Довжина пробігу R зарядженої частинки дорівнює шляху, на якому її кінетична енергія повністю витрачається на взаємодію з середовищем

$$R = \int_0^R \frac{dE}{-(dE/dx)} \quad (4)$$

і вимірюється або в одиницях шляху, або в г/см^2 , причому

$$R[\text{г/см}^2] = R[\text{см}] \rho[\text{г/см}^3],$$

Отже, довжина пробігу зарядженої частинки в середовищі визначається її кінетичною енергією, тому її можна знайти за визначеною довжиною пробігу.

Для електрона траєкторія в речовині не є прямолінійною. Її шлях визначається як результат взаємодії з атомами, внаслідок яких, відбувається втрата енергії. Тому, внаслідок розсіювання, траєкторія електрона в речовині є ламаною. Особливо великий вплив розсіювання на проникаючу здатність електронів спостерігається в речовин з великими A .

Визначити енергетичний спектр β -частинки досить важко. Це вимагає застосування складних магнітних β -спектрометрів. Однак практично важливим завданням є визначення верхньої межі β -спектра, яка може бути знайдена з достатньо високою точністю методом поглинання. Можливі два варіанти цього методу: визначення товщини повного поглинання (або максимального пробігу) β -частинок і метод по-

ловинного поглинання (або метод кратного поглинання за номограмами).

Відомо, що поглинання немонохроматичних електронів в речовині здійснюється за законом, близьким до експоненціального. Товщина повного поглинання визначається шляхом екстраполяції кривої поглинання до рівня фону. Рівень фону визначається сторонніми факторами і не залежить від інтенсивності β -випромінювання джерела та товщини поглинача. Один з недоліків методу – це те, що крива поглинання є дуже пологою, що створює труднощі при екстраполяції.

Для зменшення цієї похибки використовують графік в напівлогарифмічному масштабі, тобто залежність:

$$\ln(n) = f(d).$$

Іншим недоліком такого методу є те, що швидкі електрони високих енергій, гальмуючись в кулонівському полі ядер поглинача, випромінюють гальмівні рентгенівські промені. Це призводить до того, що при дальшому збільшенні товщини поглинача, більшої від товщини поглинання, не спостерігається зменшення швидкості лічби. Тобто, фонове значення швидкості лічби не досягається.

Метод визначення максимального значення енергії електронів (β -розпаду (верхньої межі β -спектру) базується на знаходженні максимального (або практичного) пробігу β -частинок шляхом екстраполяції кривої поглинання до рівня фону. Для визначення значення E_{\max} можна використати або графік залежності пробігу електронів від їх максимальної енергії, або ж емпіричні формули, які зв'язують ці величини, для різних діапазонів енергій. Зокрема, для значень верхньої межі β -спектра, які лежать в інтервалі $0,8 < E_{\max} < 3 \text{ MeV}$, цей зв'язок задається співвідношенням

$$E_{\max} = \frac{R + 0,133}{0,542}$$

де R вимірюється в г/см^2 .

Необхідно відзначити, що дана формула отримана для поглинання β -частинок в алюмінії. Однак, з достатньою точністю нею можна користуватися і для визначення E_{\max} β -спектра при поглинанні β -частинок і в інших матеріалах (зокрема в міді).

Метод половинного поглинання полягає у визначенні товщин d_n поглинача, при яких інтенсивність потоку β -частинок зменшується в 2^n разів, де $n = 1, 2, \dots$. Знайти ці товщини, можна за номограмами (мал.2), які дають залежність верхньої межі β -спектра E_{\max} від товщини поглинача d_n . Індокси на кривих показують ступінь послаблення інтенсивності (в 2^n разів).

Слід відзначити, що описані методи визначення верхньої межі β -спектра методом поглинання дають однакові результати тільки у ви-

падку простого β -спектра, коли розпад β -активного ядра відбувається завжди на один і той же рівень дочірнього ядра.

Визначення активності β -джерела може бути виконано двома методами – відносним і абсолютним. Відносний метод полягає в порівнянні активності досліджуваного джерела з еталонним. Абсолютний метод базується на визначенні безпосередньо кількості розпадів ядер за, одиницю часу.

В даній роботі активність джерела визначається абсолютним методом. Точкове джерело S розміщують на віддалі h від діафрагми з круглим отвором радіуса r , яка обмежує потік у лічильник β -частинок, випромінюваних джерелом.

Підкладка, на яку нанесений радіоактивний препарат, служить відбивачем для β -частинок, що вилітають з джерела вниз. Тому кутовий розподіл β -частинок може бути анізотропним, тобто залежати від напрямку. Характер впливу підкладки на кутовий розподіл випромінюваних β -частинок залежить від матеріалу підкладки та від її товщини. Тому підкладку, як правило, виготовляють з матеріалу з малим атомним номером, зокрема, з поліетилену. Тоді впливом підкладки можна знехтувати і вважати розподіл β -частинок по кутах ізотропним.

Тілесний кут, під яким видно отвір діафрагми з середини джерела S , дорівнює

$$\Omega = S/R^2,$$

де S – поверхня кульового сегмента;

$$S = 2\pi R(R-h).$$

Замінивши

$$R = \sqrt{h^2 + r^2}$$

і зробивши елементарні перетворення, отримаємо

$$\Omega = 2\pi \left(1 - \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{r^2}{R^2}}} \right). \quad (6)$$

Тоді, виходячи з припущення про ізотропність напрямків випромінювання β -частинок джерелом, можна записати число частинок, які проходять через отвір діафрагми, як

$$N_1 = \frac{\Omega N}{4\pi} = \left(1 - \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{r^2}{R^2}}} \right) \frac{N}{2}, \quad (7)$$

де N – загальне число частинок, які випромінюються джерелом.

Необхідно відзначити, що деяка частка β -частинок, завдяки реальним розмірам джерела, поглинається і розсіюється в його товщі.

Тому кількість частинок, яка пройде через отвір діафрагми буде відрізнятися від N_1 . Однак, якщо саме джерело достатньо тонке, а верхня межа β -спектра досить висока, то поправкою на поглинання і розсіювання β -частинок в джерелі можна знехтувати.

Також треба мати на увазі, що не всі частинки, які вилетіли з джерела і перетнули отвір діафрагми, досягнуть газового об'єму лічильника. Деяка кількість β -частинок розсіюється і поглинається в повітрі, а також в товщі слюдяного вікна лічильника. Помилка внаслідок розсіювання в повітрі при невеликих товщинах повітряного прошарку досягає 5%. Тому для більш точних вимірювань треба усунути цей недолік, наприклад, помістивши джерело і лічильник у вакуумну камеру. Якщо ж, як у нашому випадку вимірювання проводять у повітрі, то число частинок N_d , які досягли газового лічильника, має бути

$$N_d = N_1 \exp(-\mu d), \quad (8)$$

де (μ – масовий коефіцієнт поглинання β -променів, d – сумарна товщина слюдяного вікна лічильника та повітряного прошарку в г/см^2

$$d = \delta_{\text{сл}} + \rho_{\text{п}} h, \quad (9)$$

де $\delta_{\text{сл}}$ – товщина вікна в г/см^2 , $\rho_{\text{п}}$ – густина повітря в г/см^3 , h – віддаль між джерелом β -частинок і вікном лічильника в см. Тоді

$$N_1 = \left(1 - \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{r^2}{R^2}}} \right) N e^{\frac{-\mu(\delta_{\text{сл}} + \rho_{\text{п}} h)}{2}}, \quad (10)$$

Або

$$N_d = k N, \quad (11)$$

де

$$k = \left(1 - \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{r^2}{R^2}}} \right) e^{\frac{-\mu(\delta_{\text{сл}} + \rho_{\text{п}} h)}{2}} \quad (12)$$

ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ РОБОТИ

Установка для визначення верхньої межі β -спектра відрізняється від стандартної схеми радіометра тим, що джерело, калібрований поглинач і газорозрядний лічильник поміщені в свинцевий блок.

1. Ввімкнути джерело живлення лічильника і перераховуючий пристрій.
2. Виміряти швидкість лічби у випадку відсутності β -активного препарату (тобто фонового випромінювання).
3. Встановити в тримач радіоактивний препарат і виміряти швидкість лічби у випадку відсутності поглинача.
4. Вставляючи в спеціальний паз тримача, розміщеного між джерелом β -частинок і лічильником, пластинки поглинача каліброваної товщи-

ни, виміряти швидкості лічби при різних товщинах поглинача. Вимірювання провести, використовуючи як поглинач мідь і алюміній, до товщини, збільшення якої не приводить до зміни швидкості лічби.

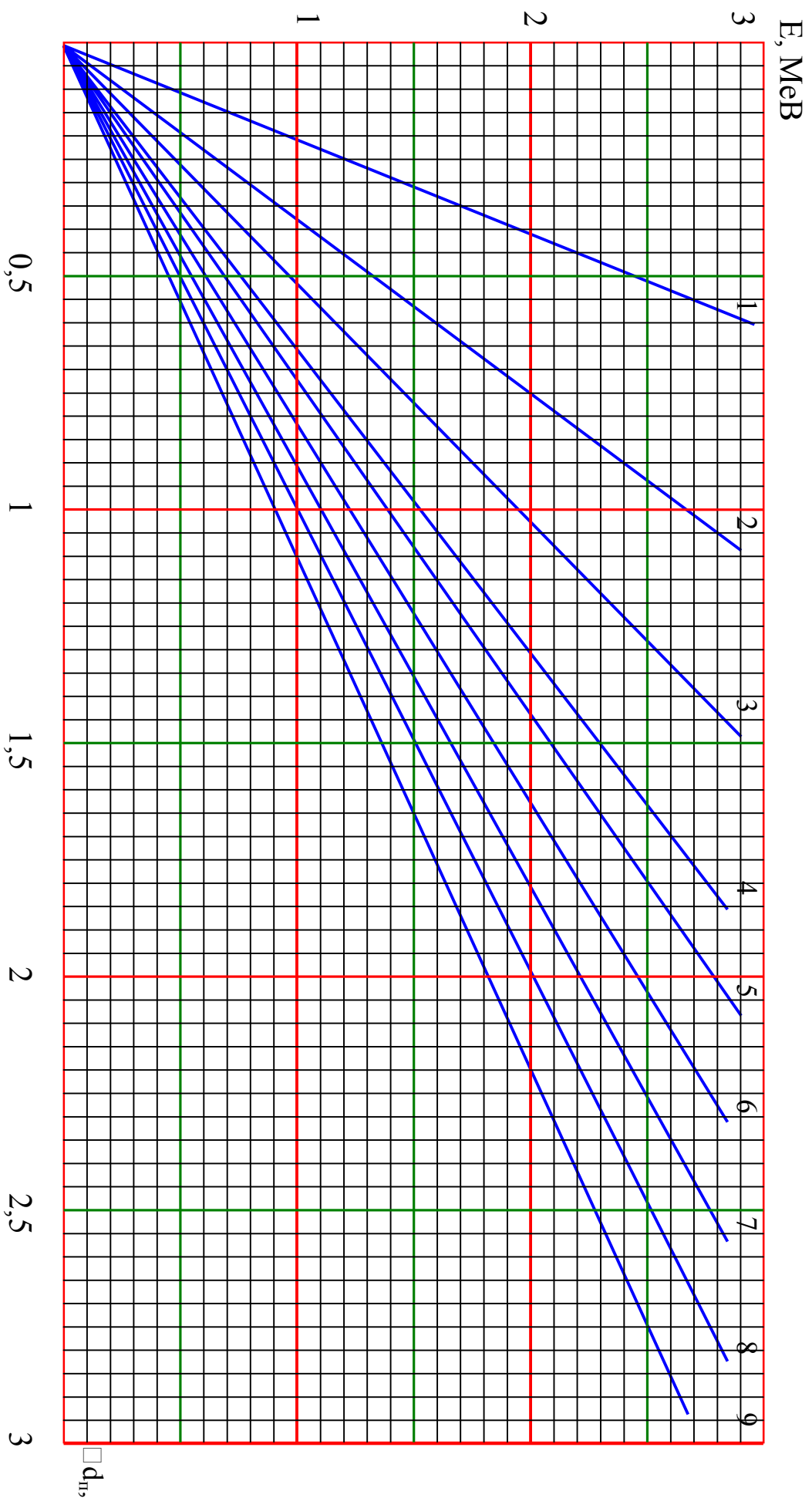
5. Побудувати графік залежності швидкості лічби від товщини поглинача в звичайному та напівлогарифмічному масштабі. Нанести на графік рівень фону. Екстраполюючи графік до перетину з лінією фону, визначити d_{\max} та розрахувати значення $R = d_{\max} \rho$ [г/см²].
6. Визначити за допомогою графіка $n = f(d)$ товщини алюмінію для яких швидкість лічби спадає в 2,4,8,16... разів.
7. Визначити за допомогою відповідних графіків (мал.2) та формули (5) величину E_{\max} . Порівняти результати обох методів для випадку алюмінію як поглинача, а також результати, отримані методом повного поглинання β -частинок в міді та алюмінію.
8. Визначити значення коефіцієнта k за формулою (11). Для цього потрібно зробити виміри лінійних величин, які характеризують геометрію експерименту, тобто r , h . Густину повітря вважати рівною $1,29 \cdot 10^{-3}$ г/см³, значення $\mu = 5$ см²/г, значення $\delta_{\text{сл}} = 4 \cdot 10^{-3}$ г/см².
9. За формулою

$$A = \frac{n - n_{\text{ф}}}{k}$$

визначити активність джерела, де n і $n_{\text{ф}}$ - швидкість лічби за наявності джерела і фону.

КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ

1. β -розпад. Спектр β -частинок.
2. Пояснення β -розпаду.
3. Закони збереження при β -розпаді.
4. Правила відбору для β -розпаду.
5. Властивості нейтрино.



ЛАБОРАТОРНА РОБОТА N 4

ТЕМА: Визначення енергії гамма-квантів за допомогою сцинтиляційного спектрометра.

МЕТА: Мета роботи полягає в вимірюванні енергії гамма-квантів, які випромінюються при розпаді радіоактивних ядер.

ПРИЛАДИ І МАТЕРІАЛИ: гама-джерело, виносний блок з фотоелектронним помножувачем і сцинтиляційним кристалом NaI(Tl), диференціальний амплітудний аналізатор, перерахунковий пристрій та високовольтний випрямляч.

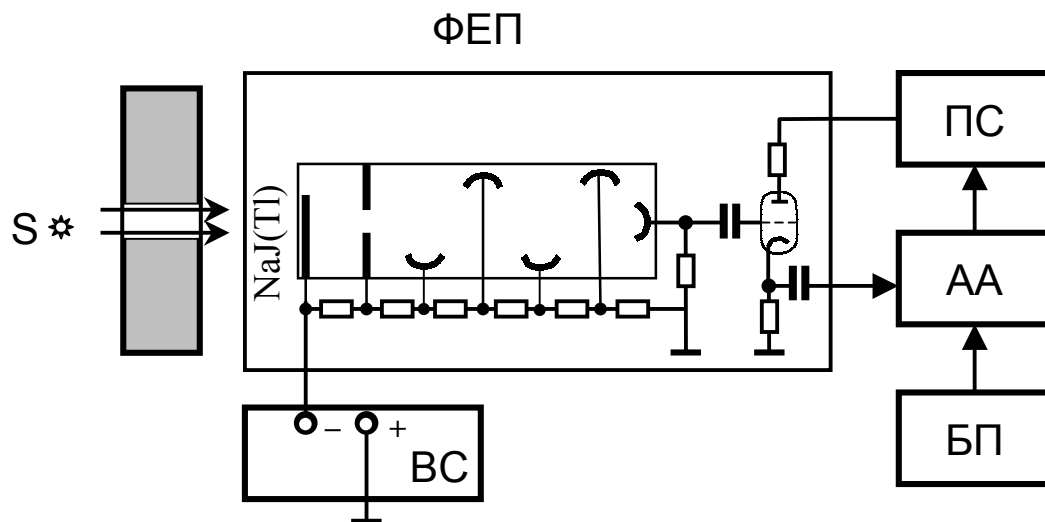
ЛІТЕРАТУРА

1. Широков Ю.М., Юдин Н.П. Ядерная физика. М., Наука, 1980, р.8, п.4; р.9, п.4.
2. Мухин К.Н. Введение в ядерную физику. М., Атомиздат.1965,р.4, п.23.
3. Абрамов А.И., Казанский Ю.А., Матусевич Е.С. Основы экспериментальных методов ядерной физики. М., Атомиздат, 1977, р.7; р.12, п.12.4.

ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ

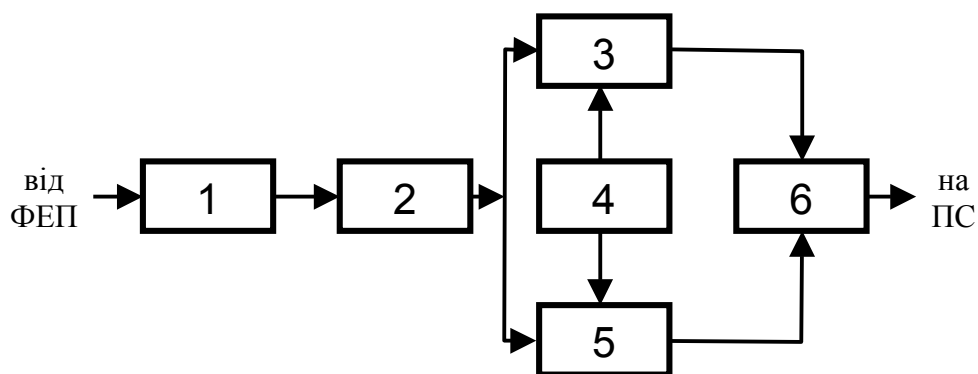
1. Принцип дії спектрометра.
2. Взаємодія гама-квантів з речовиною.
3. Будова диференціального амплітудного аналізатора.
4. Експериментальна установка.
5. Енергетична роздільна здатність приладу.

На мал.1 наведена блок-схема сцинтиляційного спектрометра, використовуваного в роботі. Принцип дії спектрометра полягає в тому, що гама-кванти від досліджуваного джерела колімуються свинцевим коліматором і попадають в сцинтилятор – кристал йодистого натрію активованого талієм. Попавши в сцинтилятор кванти взаємодіють з його атомами, вибиваючи електрони з атомних оболонок. Вирвані з атомних оболонок електрони гальмуються в речовині сцинтилятора, витрачаючи частину енергії на збудження атомів середовища. Збуджені атоми висвічуються, випускаючи електромагнітне випромінювання. В сцинтиляторах помітна частка енергії випромінюється у виді квантів видимого світла чи близького до нього ультрафіолетового випромінювання. Частина утворених фотонів, проходячи через сцинтилятор, попадає на катод фотоелектронного помножувача і вибиває з поверхні першого динода вторинні електрони, які в свою чергу прискорюються полем по напрямку до другого динода, і т.д. багато разове повторення цього процесу дозволяв одержати великий коефіцієнт помноження $10^6 - 10^7$.



- NaJ(Tl) – кристал сцинтилятор
 ВС – високовольтний стабілізований випрямляч
 БП – блок живлення
 АА – амплітудний аналізатор
 ПС – перерахунковий пристрій

Мал. 1. Блок-схема сцинтиляційного спектрометра



- 1 – атенюатор
 2 – лінійний підсилювач
 3 – дискримінатор 1 (E_0)
 4 – перемикач порогів дискримінатора
 5 – дискримінатор 2 ($E_0 + \Delta E$)
 6 – схема антиспівпадання

Мал. 1. Блок-схема диференціального амплітудного аналізатора

Виникнувши на аноді ФЕП імпульси аналізуються і підраховуються. При певному підборі напруг на динодах ФЕП величина вихідного імпульсу в широких межах пропорційна числу фотоелектронів, що вилітають з фотокатода, а отже і числу фотонів, які утворились в сцинтиляторі. Це число фотонів, в свою чергу, пропорційне величині енергії, втраченої в кристалі NaI(Tl) електронами.

Розглянемо тепер як зв'язана енергія електронів з енергією гама-квантів. Взаємодія гама-квантів з речовиною відбувається трьома незалежними шляхами.

При фотоэффекті гама-квант цілком поглинається атомом, а один із електронів внутрішньої оболонки викидається за межі атома і вносить всю передану гама-квантом енергію. В цьому випадку енергія електрона

$$T_e = E_\gamma - W_K,$$

де W_K - енергія іонізації K оболонки атома. Збуджений атом випромінює енергію у вигляді рентгенівських квантів, які поглинаються кристалом. Час висвічування малий, так що енергія цих квантів додається до енергії першого фотоелектрона. Таким чином, при фотоэффекті в кристалі виділяється енергія практично рівна енергії поглинутого гама-кванта. Відповідно і амплітуда світлових спалахів пропорційна повній енергії первинних гама-квантів.

Компонівське розсіювання гама-квантів відбувається на слабо зв'язаних електронах, при цьому електрон одержує лише деяку частину енергії гама-кванта, а та частина, що залишилася вноситься розсіяним фотоном. Енергія електрона визначається кутом, під яким він вибивається, і енергією гама-кванта. Найменша енергія, яка може бути передана електрону рівна нулю, а найбільша визначається:

$$(T_e)_{\max} = 2h\nu\alpha/(1+2\alpha),$$

де $\alpha = h\nu/m_0c^2$, $m_0c^2 = 0,51$ MeV - енергія спокою електрона.

Розсіяний гама-квант може або покинути кристал, або поглинеться в ньому. В першому випадку енергія, передана квантом кристалу, має будь-яке значення від 0 до $(T_e)_{\max}$, а в другому – вона рівна повній енергії гама-кванта.

Якщо енергія гама-квантів більша від $2m_0c^2 = 1,02$ MeV, то стає можливим утворення пари електрон-позитрон в полі ядра. Нехтуючи досить малою віддачею ядра, знайдемо що сума кінетичних енергій електрона і позитрона рівна:

$$T_{e^-} + T_{e^+} = h\nu - 2m_0c^2.$$

В кристалі позитрон анігілює з одним із атомних електронів. Енергія, що при цьому виділяється $2m_e c^2$, передається двом гама-квантам. Ці кванти можуть покинути кристал або поглинутися в ньому. Можливо також, що один із квантів покине кристал, а другий поглинеться у ньому. Спостереження спалахів, пов'язаних з електронно-позитронними парами, використовується при спектрометрії гама-квантів високої енергії.

Підводячи підсумок, відмітимо що для визначення енергії гама-квантів радіоактивного джерела слід дослідити криву розподілу амплітуди електричних імпульсів, які виникають на виході фотоелектронного помножувача. Такі розподіли вивчають за допомогою амплітудних аналізаторів, які вимірюють число імпульсів, величина яких лежить в заданих межах.

Результатом таких вимірювань можуть бути інтегральні чи диференціальні криві розподілу імпульсів, інтегральна крива це залежність числа імпульсів $N(E)$ з енергією рівною або більшою E , від величини енергії E . Диференціальні криві визначають залежність від E величини dN/dE , тобто числа імпульсів в одиничному енергетичному інтервалі. Найчастіше використовують саме диференціальні криві.

Для вимірювання амплітудного розподілу імпульсів в даній роботі застосовується диференціальний амплітудний аналізатор, блок схема якого наведена на мал.2. Його основними елементами є два дискримінатори і схема антиспівпадань.

Вхідний сигнал від фотоелектронного помножувача надходить відразу на два дискримінатори. Дискримінатори пропускають лише ті імпульси, амплітуда яких перевищує встановлене раніше значення, яке називають порогом. Пороги дискримінаторів відрізняються один від одного на деяку величину dE , яку називають шириною вікна або просто вікном диференціального аналізатора. Схема антиспівпадань пропускає імпульси лише в тому випадку, якщо спрацював тільки один з дискримінаторів – перший.

Припустимо, що на вхід аналізатора прийшов сигнал з амплітудою $E < E_0$. В цьому випадку ні один дискримінатор не спрацює і сигнал через схему не пройде. Якщо амплітуда сигналу буде більша E_0 , але менша $E_0 + dE$, то дискримінатор 1 його пропустить, а дискримінатор 2 не спрацює, імпульс від дискримінатора 1 через схему антиспівпадань пройде на реєструючий пристрій. У випадку, коли амплітуда вхідного сигналу перевищує значення $E_0 + dE$, спрацюють два дискримінатори і на виході схеми антиспівпадань імпульс не з'явиться, іншими словами, схема, що стоїть за дискримінаторами, пропускає тільки ті імпульси, які пропускає дискримінатор 1 і не

пропускає дискримінатор 2. Схема антиспівпадань вимірює кількість імпульсів, які мають амплітуду від E_0 до $E_0 + dE$.

Спеціальний перемикач дає змогу одночасно змінювати пороги E обох дискримінаторів, при цьому величина dE залишається постійною. Таким чином установка дає можливість безпосередньо вимірювати диференціальну криву залежності dN/dE від E .

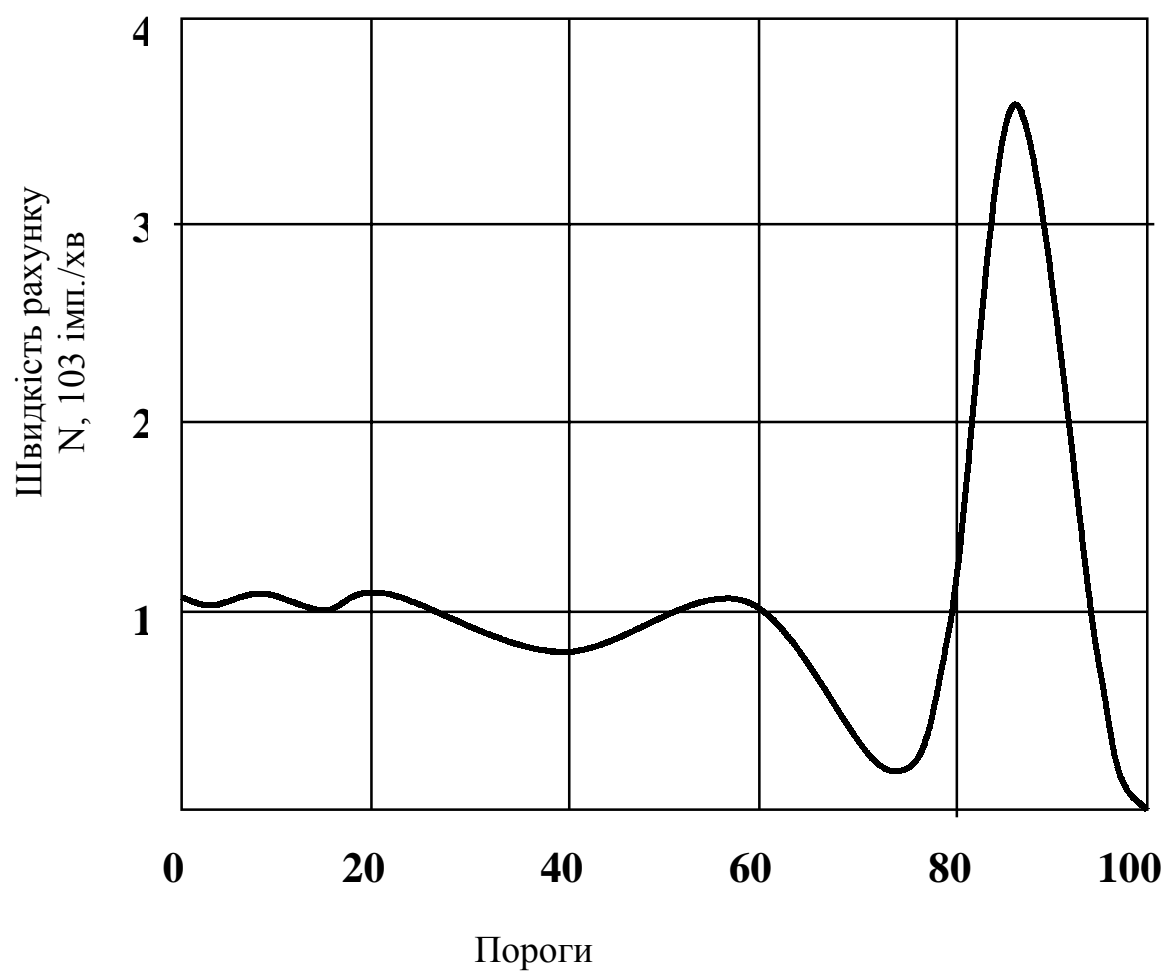
Як приклад, на мал.3 наведено розподіл імпульсів від радіоактивного джерела ^{54}Mn з енергією гама-кванта 0,83 MeV, одержаний за допомогою диференціального амплітудного аналізатора, пік в кінці імпульсного розподілу є піком повного поглинання.

Неперервний розподіл імпульсів, що передує основному пікові, створюється електронами віддачі, які виникають при комптонівському розсіюванні гама-квантів. Цей розподіл має максимум в області 60В. Поблизу порогів близько 20В на неперервний комптонівський розподіл накладається широкий пік, обумовлений розсіюванням гамма-квантів від вікна фотопомножувача, від захисного кожуха і від скляного торця контейнера в якому встановлений кристал NaI(Tl). Цей пік називають піком оберненого розсіювання. В установках для вивчення гама-спектрів як захисний матеріал використовують свинець. При поглинанні гама-променів в свинцю виникає характеристичне рентгенівське випромінювання з енергією 72 кеВ. В приведеному спектрі пік характеристичного випромінювання лежить в області 10В.

Ідентифікацію гама-ліній найзручніше проводити по піках повного поглинання, із попереднього викладу могло здатися, що цей пік повинен бути дуже вузьким, в той час на мал.3 він виглядав досить широким. Ширина піка повного поглинання в нашому випадку є апаратною, а не істинною. Вклад в ширину вносять всі проміжні процеси вимірювання. Число атомів кристалу, які переходять в збуджений стан, після поглинання гама-кванта, флуктує, флуктує і число фотонів, які виникли при висвічуванні збуджених атомів. Не всі фотони попадають в фотопомножувач, і не всі фотони, що попали в нього вибивають електрон з фотокатода. Число цих електронів невелике і флуктує особливо сильно. Підлягає статистичним флуктуаціям і процес помножування електронів на динодах ФЕП. Ширину піку повного поглинання прийнято характеризувати числом R , яке називається енергетичною роздільною здатністю приладу

$$R=(\delta/E) \cdot 100 \%,$$

де величина δ визначається як ширина піку повного поглинання, виміряна на половині висоти; E – енергія зареєстрованого гама-випромінювання. Величина енергетичної роздільної здатності, як функція від енергії гама-квантів, може змінюватись в широких межах – від декількох процентів до кількох десятків процентів.



Мал. 3. Гама-спектр ^{54}Mn

В роботі використовується кристал NaI(Tl), що має форму циліндра. Кристал поміщений в герметичний контейнер, стінки якого покриті оксидом магнію, що добре відбиває світло. Вихідне вікно контейнера знаходиться в оптичному контакті з фотокатодом електронного помножувача, який працює в спектрометричному режимі. Сигнал, який виникає на аноді ФЕП подається на амплітудний аналізатор. Кристал ФЕП і катодний повторювач знаходяться в окремому світлонепроникному блоці, закріпленому на штативі. Блок з'єднаний з перерахунковим пристроєм екранованим кабелем в ньому проходять провідники розжарювальної, анодної і високої напруги, а також провідник для виводу сигналу з катодного повторювача на клему "Вихід ФЕП".

Сигнал з "Виходу ФЕП" подається на клему "Вхід підсил." аналізатора для наступного амплітудного аналізу. Лінійний підсилювач аналізатора має коефіцієнт підсилення 100 і розрахований на вхідні амплітуди від 0,02 до 1 В. Дуже великі вхідні сигнали повинні бути попередньо ослаблені. Для цього служить атенюатор. Весь діапазон вхідних амплітуд від 0,02 до 60 В розбитий на десять піддіапазонів.

Після атенюатора сигнал підсилюється підсилювачем в 100 разів і подається на диференціальний аналізатор, а потім реєструється перерахунковим пристроєм. Вимірюючи число імпульсів за одиницю часу залежно від "порогу" аналізатора, одержують диференціальний спектр імпульсу.

Експериментальна частина роботи ділиться на дві: градування спектрометра по гама-випромінюванню ^{60}Co і визначення енергії гама-квантів невідомого препарату.

ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ РОБОТИ

1. Познайомитись з описом сцинтиляторів і фотоелектронного помножувача.
2. Включити прилади і після 3-хвилинного прогріву встановити робочу напругу на ФЕП.
3. Дати прогрітись приладам на протязі 10 – 5 хв., проводячи при цьому такі операції
 - а) Підсуньте штатив з виносним блоком впритул до коліматорного каналу контейнера, який містить гама-джерело.
 - б) На амплітудному аналізаторі ручку перемикача "Рід роботи" поставити в положення "Підсилювач + дискримінатор", а перемикач "Ширина вікна" – в положення "1В". Перемикачем піддіапазонів атенюатора поставити в положення, вказане на приладі, узгодити полярність вихідного імпульсу аналізатора з входом перерахункового пристрою. Попробувати відхилити від джерела, а потім знову приставити виносний блок. По перерахунковому

пристрою прослідкувати, як змінюється лічба, "відчуває" установка джерело чи ні.

- в) Змінюючи величину порогу аналізатора при вказаному на установці положенні атенюатора і напрузі на ФЕП, знайдіть при якій величині порогу рахунок припиняється. Для одержання чіткої картини спектру потрібно щоб припинення рахунку проходило при порозі 90 – 100 В. Якщо рахунок припиняється набагато раніше – зверніться до викладача.
4. Виміряйте залежність числа відліків від величини порогів аналізатора при опроміненні сцинтилятора гама-квантами. Вимірювати число імпульсів зручно за 10 с. Одержані значення записуйте і відкладайте на міліметровому папері.
5. Виходячи з повного часу експерименту, оцініть час, який Ви можете потратити на повторне вимірювання точок поблизу піка повного поглинання з тим, щоб одержати максимальну точність, і провести повторні вимірювання цієї важливої ділянки спектра на протязі розрахованого часу. Вкажіть на графіку статистичні помилки.
6. Визначивши по графіку положення фотопіків, нанести на осі абсцис, крім шкали порогів, шкалу енергій.
7. Підсунути виносний блок до контейнера в якому міститься "невідоме" гама-джерело. Аналогічно п.4, 5 дослідити спектр імпульсів, які виникають при опроміненні сцинтилятори невідомим препаратом.
8. Поположенню фотопіка визначити енергію гама-квантів цього препарату.
9. Оцінити енергетичну роздільну здатність спектрометра.

КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ

1. Як можна впевнитися в тому, що випромінювання, яке реєструється детектором дійсно гама-випромінювання?
2. Які процеси вносять вклад в пік повного поглинання?
3. Яка відносна роль фотоефекту, комптонівського ефекту і ефекту утворення пар в формуванні спектра?
4. Як зманиється спектр, якщо замість NaI(Tl) використати органічний сцинтилятор?
5. Як зміниться форма спектру при збільшенні і при зменшенні енергії гама-квантів?

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА N5

ТЕМА: Виявлення слабкої радіоактивності в речовинах, що оточують людину і визначення періоду піврозпаду довгоживучого ізотопу.

МЕТА: Визначити радіоактивність харчових продуктів і предметів, що оточують людину.

ПРИЛАДИ І МАТЕРІАЛИ: Дозиметр Б-8, набір радіоактивних речовин, блок живлення.

ЛІТЕРАТУРА

1. Широков Ю.И., Юдин Н.П. Ядерная физика, М., Наука, 1980.
2. Калашникова В.Н., Козодаев М.С. Детекторы элементарных частиц, М., Наука, 1966.
3. Абрамов А.И. и др. Основы экспериментальных методов ядерной физики, М., Атомиздат, 1977.
4. Заводський опис радіометра типу ДП-5В.

ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ

1. Дія радіоактивного випромінювання на речовину.
2. Основні дозиметричні поняття і величини.
3. Біологічна дія іонізуючого випромінювання.
4. Зв'язок між активністю препарату і потужністю дози від нього.

Серед проблем, що викликають постійний інтерес є питання про дію радіації на навколишнє середовище і людину. Основним фактором, що впливає на речовину є іонізуюча дія радіоактивного випромінювання. При дії радіації на тканини живого організму крім іонізації, яка може викликати хімічні перетворення в клітинах організму, можуть відбуватися руйнування окремих молекул та елементів клітинних структур.

Дія різних радіоактивних джерел залежить як від ймовірності розпаду, кількості радіоактивного препарату, так і від природи радіоактивного випромінювання.

Питаннями, пов'язаними з дією радіації на живу і неживу матерію займається розділ ядерної фізики – дозиметрія. Основними поняттями дозиметрії є активність, поглинута доза, еквівалентна доза, допустима доза та ін.

Оскільки для різних радіоізотопів швидкість розпаду сильно відрізняється, то різною є і їх активність.

Активністю радіоактивного препарату A називають кількість актів розпаду атомів за одиницю часу. Використовуючи закон радіоактивного розпаду, одержимо $A = \lambda N$ (розп./с). Оскільки $\lambda = \text{const}$, то активність даного радіоактивного препарату залежить лише від кількості радіоактивних атомів. Активність препарату як і кіль-

кість його атомів з часом зменшується по експоненціальному закону $A = A_0 e^{-0,693t/T}$.

За одиницю активності в системі СІ прийнято Беккерель (Бк). Беккерель – активність препарату даного ізотопу або суміші ізотопів, в якому за одиницю часу відбувається один розпад. Крім цієї одиниці використовуються позасистемні одиниці Кюрі (Ки) і Резерфорд (Рд).

$$1 \text{ Ки} = 3,7 \cdot 10^4 \text{ Рд} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Бк}$$

При кожному акті розпаду вивільняється енергія, яка може передаватися оточуючим предметам і пошкоджень в них буде тим більше чим більше енергії буде їм передано. Кількість переданої енергії речовині називають дозою.

Поглинутою дозою називають енергію іонізуючого випромінювання поглинуту одиницею маси опроміненої речовини $D = \Delta E / \Delta m$. В системі СІ одиницею поглинутої дози є 1 Грей (Гр).

$$1 \text{ Гр} = 1 \text{ Дж/кг.}$$

Крім цієї одиниці широко використовується одиниця 1 рад.

$$1 \text{ рад} = 0,01 \text{ Гр.}$$

Поглинуту за одиницю часу дозу називають потужністю дози Р.

$$R = D/t \text{ (Гр/с).}$$

В практичній дозиметрії використовують дозу опромінення ($D_{\text{опр.}}$) – це міра випромінювання, що ґрунтується на його здатності іонізувати повітря і характеризує виникнення електричного заряду в повітрі

$$D_{\text{опр.}} = \Delta q / \Delta m.$$

Одиницею дози опромінення є Рентген (Р). 1 Рентген – доза рентгенівського або гама-випромінювання при якій сумарний заряд додатних (або від'ємних) іонів, що утворюються в $1,293 \cdot 10^{-6}$ кг повітря дорівнює 0,1 Кл. ($1,293 \cdot 10^{-6}$ кг – маса 1 см^3 повітря; величина заряду відповідає утворенню $2,082 \cdot 10^9$ пар одновалентних іонів).

$$1 \text{ Р} = 87,7 \text{ рад} = 0,877 \text{ Гр}$$

Спостереження показали, що однакові кількості енергії різних видів випромінювання (α – і β – частинки, γ – промені, нейтрони) поглинуті при однакових умовах опромінення чинять різну біологічну дію в живій тканині. В зв'язку з цим дозу слід помножити на коефіцієнт, що враховує здатність випромінювання даного виду чинити ушкодження живих тканин. Перераховану в такий спосіб дозу називають еквівалентною дозою. В системі СІ еквівалентну дозу вимірюють в зівертах (Зв). 1 Зв відповідає поглинутій дозі в 1 Дж/кг (для рентгенівського, α – і β – випромінювання).

На практиці використовується також одиниця еквівалентної дози 1 бер (біологічний еквівалент рентгена)

$$1 \text{ бер} = 0,01 \text{ Зв}$$

Бер визначається також відносно рада, як $D(\text{бер}) = \eta D(\text{рад})$, де η – коефіцієнт біологічної активності.

Слід мати на увазі також, що одні частини тіла (органи, тканини) більш чутливі, ніж інші: наприклад при однаковій еквівалентній дозі опромінення виникнення раку легень більш ймовірно ніж щитовидної залози, опромінення статевих залоз особливо небезпечно внаслідок ризику генетичних пошкоджень. Тому дози опромінення слід враховувати з різними коефіцієнтами. Помноживши еквівалентні дози на еквівалентні коефіцієнти і підсумувавши по всіх органах і тканинах, одержимо ефективну еквівалентну дозу, що відображає сумарний ефект опромінювання для організму, вона також вимірюється в зівертах.

Механізм біологічної дії іонізуючого випромінювання полягає в тому, що воно викликає іонізацію атомів (особливо атомів водню) і розклад молекул в клітинах біологічної тканини. Це приводить до змін і руйнування клітин, може породжувати опіки, малокрів'я та ін., що складають небезпеку для організму. Небезпека усугубляється ще і тим, що організм не відповідає больовими реакціями на іонізуюче випромінювання. Наслідки опромінювання проявляються не відразу, а через деякий час і іноді приводять до незворотніх змін, які не підлягають лікуванню. Значні дози радіоактивного випромінювання викликають важкі захворювання тварин і людини – променеву хворобу.

Розділ технічної фізики – дозиметрія має своїм предметом:

- 1) вимірювання і розрахунок дози в полях випромінювання;
- 2) вимірювання активності радіоактивних препаратів (радіометрія).

Дози іонізуючого випромінювання вимірюються за допомогою спеціальних пристроїв – дозиметрів (рентгенометрів).

В дозиметрії розрізняють опромінювання зовнішнє і внутрішнє. Джерела зовнішнього опромінення знаходяться поза опромінюваною матерією. Внутрішнє опромінювання організму обумовлене радіоактивними ізотопами, які входять в склад тканин, зокрема ^{14}C , ^{40}K , ^{226}Ra , а також радіоактивними продуктами, що засвоюються організмом. Встановлюється гранично допустимий рівень зовнішнього і внутрішнього опромінювання, вводяться поняття допустимої дози, одноразово-допустимої дози, небезпечної дози і летальної дози. Допустима доза – це така доза, щоденне опромінювання якою багато років не може викликати незворотних змін в організмі на протязі всього його життя. Летальна доза – така доза опромінювання, яка спричиняє смерть у всіх 100 % випадків.

Гранично допустимі рівні іонізуючих випромінювань.

Порядок роботи з джерелами іонізуючої радіації регламентується "Санітарними правилами роботи з радіоактивними речовинами і джерелами іонізуючих випромінювань". Для осіб, що безпосередньо працюють з джерелами випромінювань ці правила встановлюють

гранично допустиму біологічну дозу зовнішнього опромінення всього організму в 0,1 бер за тиждень. Для всього населення доза не повинна перевищувати 0,001 бер за тиждень. Гранично допустимою дозою в 0,1 бер за тиждень для різних видів випромінювання відповідають, залежно від їх відносної біологічної ефективності, такі гранично допустимі поглинуті дози в радах (табл.).

Таблиця

Види випромінювань	ВБЕ	Гранично допустима поглинута доза в рад/тиждень
Рентгенівські і гама-промені	1	0,1
Бета-частинки	1	0,1
Протони і альфа-частинки	10	0,01
Багатозарядні іони і ядра віддачі	20	0.005
Теплові нейтрони	3	0,033
Швидкі нейтрони	10	0,01

Звичайний спосіб визначення періоду піврозпаду по спаданню активності з часом (експоненціальний закон розпаду) для довгоживучих ізотопів непридатний, оскільки за багато років число радіоактивних ядер в препараті практично не зменшується. Таким елементом є ізоотп калію ^{40}K , який міститься в природньому калію.

Природний калій в основному складається з ^{39}K , але має домішку ^{40}K в кількості 0.0119 %. Ізоотп розпадається по такій схемі (мал.1).

Але визначити період піврозпаду все-таки можна, якщо виміряти повну активність препарату і число радіоактивних атомів в ньому. Для цього можна використати співвідношення:

$$A = \lambda N = \lambda nV = \ln 2 \, nV/T, \quad (1)$$

де A – повна активність, λ – стала розпаду, N – повне число радіоактивних атомів в одиниці об'єму, V – об'єм, T – період піврозпаду.

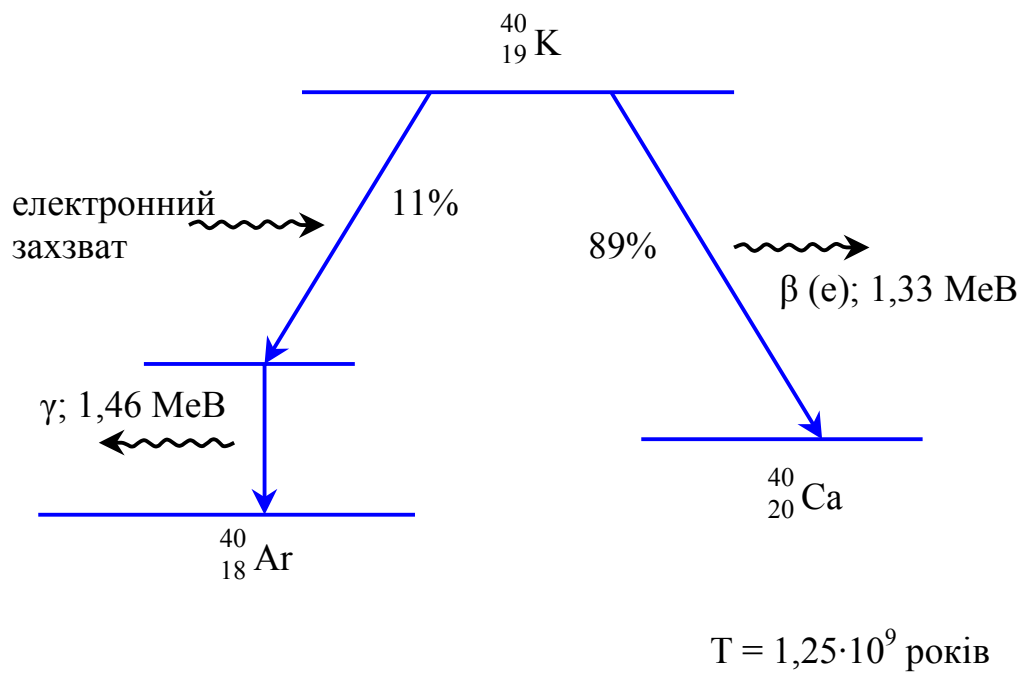
Чистий калій – хімічно досить активна речовина. Тому скористуємось його сполукою – KCl (хлор не радіоактивний).

Наблизимо вікно лічильника бета-частинок до кристалу KCl . При цьому можна вважати, що у вікно попадають тільки бета-частинки, які вилетіли з циліндра, площа основи якого дорівнює площі вікна S .

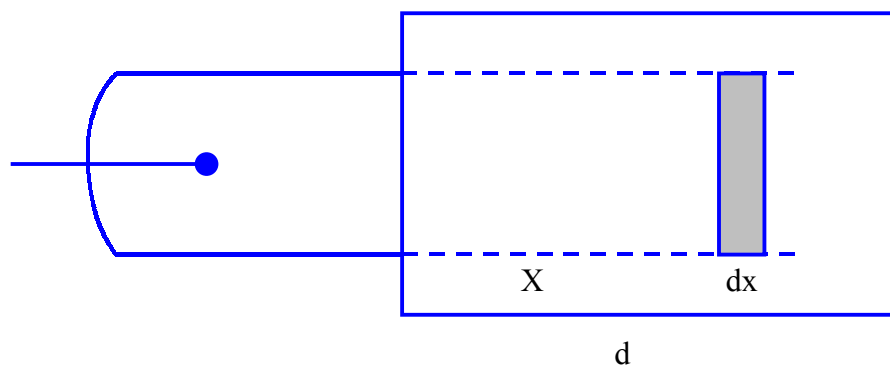
Деякі з цих частинок поглинаються в кристалі, не доходячи до лічильника. З шару товщиною dx вилетить за 1 с dN бета-частинок:

$$dN = \ln 2 \, nS\phi dx/T, \quad (2)$$

де ϕ – поправка на схему розпаду ^{40}K . Справа в тому, що не завжди ядра ^{40}K розпадаються, випромінюючи бета-частинки. Частина їх (11 %) шляхом електронного захоплення перетворюються в ядра ізоотпу аргону ^{40}Ar . Але частина з цих dN бета-частинок на відстані x



Мал.1. Схема розпаду ізотопу $^{40}_{19}\text{K}$



Мал.2. Схема розрахунку кількості β -частинок, що випромінюються кристалом скінченної товщини

поглинається і вікна досягнуть тільки $dN \cdot \exp(-kx)$ частинок (мал.2), де k – лінійний коефіцієнт поглинання. Проінтегруємо цей вираз по всій висоті циліндра від 0 до ∞ . Тому що товщина кристала набагато більша від відстані, з якої ще долітають до лічильника частинки

$$N = \frac{1}{2} \int_0^{\infty} e^{-kx} dN = \frac{nS\phi \ln 2}{2Tk}. \quad (3)$$

Тут N – повне число бета-частинок, що досягають вікна лічильника за 1с. Проте швидкість відліку лічильника буде іншою. По-перше, лічильник має певну ефективність ε , тобто реєструє тільки певну долю частинок, в нашому випадку $\varepsilon = 0,2$. По-друге, лічильник рахує навіть в тому випадку, коли препарату поряд немає. Це фон N_{ϕ} . Отже, швидкість відліку буде:

$$N_c = N\varepsilon + N_{\phi} = nS\phi \ln 2 / 2Tk + N_{\phi}. \quad (4)$$

Коефіцієнт поглинання можна знайти за величиною шару половинного поглинання Δ :

$$K = \rho \ln 2 / \Delta, \quad (5)$$

де ρ – густина кристалу KCl, величина $\Delta = 75 \text{ мг/см}^2$

Залишається визначити n – число атомів ^{40}K в одиниці об'єму. Нехай N_A – число Авогадро, μ_K – атомна маса калію, m – маса ізотопу ^{40}K .

Тоді

$$n = \frac{N_A m}{\mu_K V}. \quad (6)$$

Якщо f – частка ^{40}K в природному калію, загальна маса якого M_K , то

$$m = fM_K = \frac{fM\mu_K}{\mu_{KCl}}, \quad (7)$$

де M – повна маса KCl, – молекулярна маса. Тоді підставляючи (7), (6) і (5) в (4) одержимо

$$T = \frac{SN_A f \phi \varepsilon \Delta}{2 (N_c - N_{\phi}) \mu_{KCl}}. \quad (8)$$

Слід врахувати, що активність природного калію досить мала і N_c буде мало відрізнятись від N_{ϕ} , а похибка визначення $(N_c - N_{\phi})$ буде велика. Щоб її зменшити, можна послабити фон N_{ϕ} , помістивши лічильник і зразок в свинцеву комірку.

Рахунок імпульсів ведеться за допомогою приладу ДП-5В. Цей дозиметр призначений для вимірювання радіоактивності за допомогою газорозрядного лічильника. Вибравши необхідний тип вікна лічильника можна проводити вимірювання активності зразків за їх гама- і бета-випромінюванням.

ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ РОБОТИ

1. Ознайомитись з приладом згідно його заводської інструкції.

2. Розібратись з градуванням шкали.
3. Підключити клема живлення до блоку живлення.
4. Тумблер перемикача поставити на "Δ". При цьому стрілка має відхилитись в проміжок шкали обведений темною широкою смугою.
5. Віконце лічильника поставити в положення "К". Переключити тумблер в положення "10". Стрілка при цьому має показати 1,3 мР/год $\pm 30\%$. Записати в таблицю.
6. Провести виміри для КСІ.
7. Обчислити похибку експерименту.

КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ

1. Радіоактивний розпад. Експоненціальний закон розпаду.
2. Період піврозпаду, зв'язок із сталою розпаду.
3. Бета-спектри.
4. Електронне захоплення.
5. Активність препарату.
6. Закон поглинання радіації речовиною. Коефіцієнт поглинання.

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА № 6

ТЕМА: Дослідження розсіювання α -частинок в речовині
(моделювання досліду Резерфорда на ЕОМ).

МЕТА: Перевірити формулу Резерфорда, визначити заряд ядра методом моделювання експерименту.

ЛІТЕРАТУРА

1. Шпольский Э.В. Атомная физика. М., Наука, 1974.
2. Савельев И.В. Курс общей физики. Т.3. М., Наука, 1979. с. 49-54.

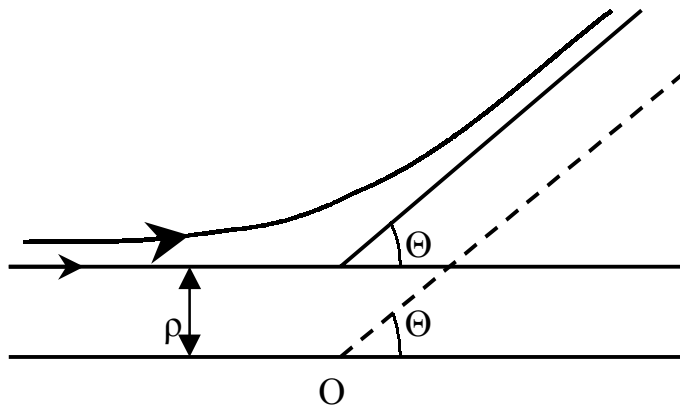
ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ

1. Властивості α -частинок.
2. Дослід Резерфорда.
3. Теорія розсіювання α -частинок. Формула Резерфорда.
4. Визначення заряду ядра.

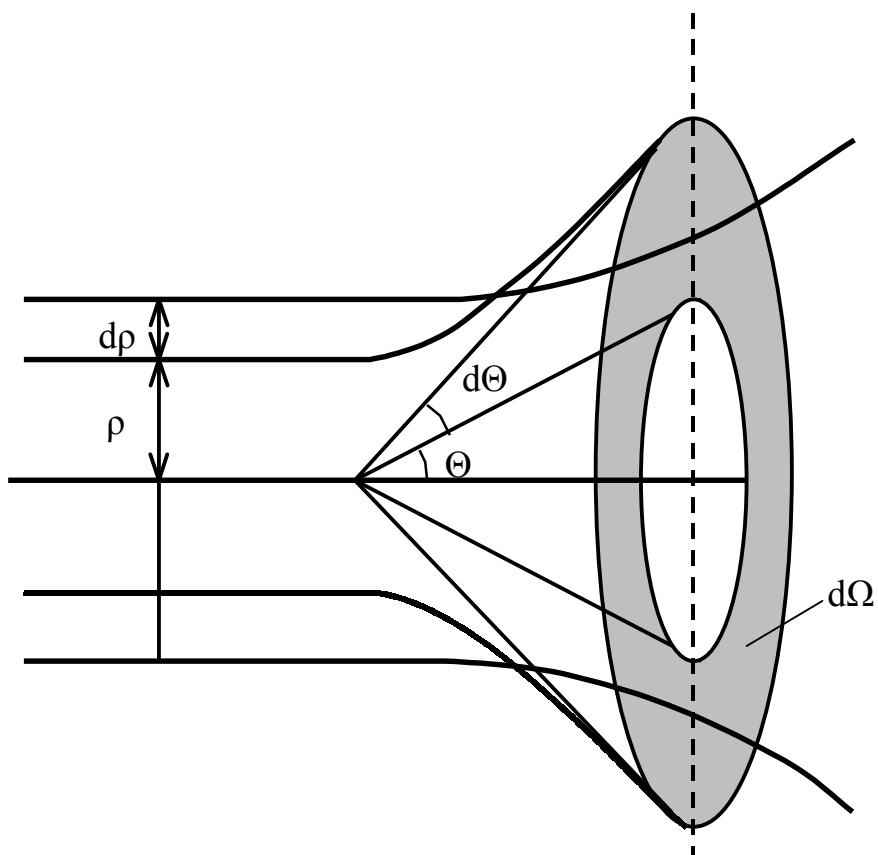
Одним з кращих засобів дослідження структури атома є зондування його швидкими частинками – електронами або α -частинками. α -частинки випромінюються багатьма радіоактивними речовинами. Вони відхиляються в електричному і магнітному полях, звідки випливає, що вони електрично заряджені. Напрямок відхилення показує, що вони заряджені позитивно. Проте поля, які викликають помітне відхилення електронів, не впливають на траєкторію α -частинок, це означає, що вони мають більшу масу, ніж маса електронів. Досліди показали, що заряд, який переноситься α -часткою, дорівнює $+2e$. На основі дослідів Резерфорда, а також дослідів з магнітним та електричним відхиленням було встановлено, що α -частинки за своєю природою тождні з гелієм (He_2^4).

Паралельний пучок α -частинок, пройшовши крізь шар речовини, розсіюється, α -частинки дещо змінюють свій напрям руху. Дослідження розсіювання тонкими металевими фольгами показали, що дуже часто спостерігається відхилення α -частинок на невеликі кути, в середньому 2° – 3° . Поруч з розсіюванням на малі кути співробітники Резерфорда Гейгер і Марсден виявили, що деяка кількість α -частинок (~ 1 на 8000) розсіюється на дуже великі кути, що іноді перевищують 90° і досягаючи в деяких випадках 180° . Пояснити ці великі кути розсіювання накопиченням випадкових малих відхилень виявилось неможливим. Великі кути розсіювання спостерігаються як при проходженні α -частинок крізь металеві фольги, так і в газах, і їх можна виявити на вільсонівських фотографіях, які показують, що великі кути відхилення утворюються не в результаті накопичення малих відхилень, а в результаті одного співудару.

Резерфорд вказав на те, що це можливо в тому випадку якщо в середині атома є дуже сильне електричне поле, яке утворюється позити-



Мал.1. Схема розсіювання α -частинок на ядрі



Мал.2. Залежність кута розсіювання частинки від прицільного параметра

вним зарядом, зв'язаним з великою масою і сконцентрованим в дуже малому об'ємі (радіус порядку 10^{-15} м). Звідси і виникла ядерна модель атома, згідно з якою атом побудований на зразок планетарної системи: мале за розміром, позитивно заряджене ядро, в якому зосереджена майже вся маса атома і негативні електрони, що обертаються навколо цього ядра по замкнених орбітах.

На підставі цих уявлень Резерфорд розвинув кількісну теорію розсіювання α -частинок. Нехай в О (мал.1) міститься розсіююче ядро, заряд якого $+Ze$. Припустимо, що маса його настільки більша від маси α -частинки, що при взаємодії з останньою ядро можна вважати за нерухоме. Припустимо, що сила взаємодії між ядром і α -частинкою підлягає закону Кулона. Класична механіка показує, що при всіх цих припущеннях α -частинка повинна описувати відносно ядра О гіперболу. Позначимо масу α -частинки через M , її швидкість на великій віддалі від розсіюючого ядра – через v . Коли б α -частинка не взаємодіяла з ядром, то вона пролетіла б на віддалі ρ (мал.1) від ядра (прицільна віддаль).

На основі закону збереження моменту імпульсу і енергії:

$$\rho = kctg(\varphi/2), \quad (1)$$

де φ – кут відхилення α -частинки, а

$$k = \frac{Ze^2}{2\pi\epsilon_0 Mv^2} \quad (1')$$

Оскільки прицільна віддаль ρ для окремих α -частинок не доступна вимірюванню, то перевірити (1) на досліді безпосередньо неможливо. Проте можна покласти її в основу статистичної теорії, яка дасть нам вираз для ефективного перерізу розсіювання залежно від параметрів, доступних експериментальному визначенню.

Припустимо, що α -частинки до розсіювання летять паралельним потоком. Для того, щоб відбулося розсіювання на кут, який лежить в межах від φ до $\varphi + d\varphi$ частинка повинна пролетіти поблизу розсіюючого центру по траєкторії, прицільний параметр якої міститься в межах від ρ до $\rho + d\rho$ (мал.2), причому як слідує із формули (1), прирости зв'язані співвідношенням:

$$d\rho = -\frac{k}{2\sin^2(\varphi/2)} d\varphi. \quad (2)$$

Знак мінус обумовлений тим, що із збільшенням ρ кут відхилення зменшується. Далі його не будемо враховувати, беручи до уваги абсолютне значення ρ . Тілесний кут, в межах якого знаходяться напрямки, що відповідають кутам розсіювання від φ до $\varphi + d\varphi$ знайдемо як:

$$d\Omega = \frac{dS}{R^2} = 2\pi \sin\varphi d\varphi. \quad (3)$$

Якщо N – кількість частинок, що проходять у вихідному пучку через одиницю площі за одну секунду (густина потоку частинок), а dN – кількість частинок, що розсіяні в тілесному куті $d\omega$, то

$$dN = 2\pi\rho N d\rho.$$

Враховавши формулу (2) запишемо:

$$dN = 2\pi\rho N \frac{k}{2\sin^2(\varphi/2)} d\varphi$$

Підставимо сюди значення ρ із (1):

$$dN = 2\pi N \frac{k^2 \sin\varphi}{4\sin^4(\varphi/2)} d\varphi.$$

Останній вираз згідно (3) можна записати так:

$$dN = N \frac{k^2}{4\sin^4(\varphi/2)} d\Omega \quad (4)$$

Якщо ввести поняття ефективного перерізу розсіювання, то із співвідношення (4) отримаємо:

$$d\sigma = \frac{dN}{N} = \frac{k^2}{4\sin^4(\varphi/2)} d\Omega \quad (5)$$

Це і є формула Резерфорда. Величина k визначається згідно формули (1'), тому остаточно:

$$d\sigma = \left(\frac{Ze^2}{2\pi\epsilon_0 Mv^2} \right)^2 \frac{1}{4\sin^4(\varphi/2)} d\Omega \quad (6)$$

Формула Резерфорда дає змогу експериментально знайти заряд ядра Z . Справді, підраховуючи число α -частинок, розсіяних на кут φ , ми будемо знати величину $d\sigma$. В праву ж частину формули Резерфорда входять, крім шуканої величини Z , або величини відомі або доступні експериментальному визначенню. Отже, для відшукування Z потрібно підрахувати число частинок N і dN . Із наведених співвідношень випливає, що коли змінювати кут φ і залишати сталими інші величини, то:

$$\frac{dN \sin^4(\varphi/2)}{\sin \varphi} = \text{const.} \quad (7)$$

Цю формулу і потрібно перевірити в даній роботі.

ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ РОБОТИ

1. Задати число α -частинок, що попадають на розсіюючий центр (~ 10000).
2. Визначити число частинок при різних кутах відхилення.
3. Обчислити $\sin^4(\varphi/2)$ і одержані результати занести в таблицю.
4. Перевірити виконання формули (7).
5. Побудувати графік залежності числа розсіяних α -частинок від їх кута відхилення.
6. Обчислити похибку експерименту.
7. Провести обробку експериментальних даних за методом найменших квадратів з використанням лінійної, квадратичної та обернено пропорційної залежності.

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА № 7

ТЕМА: Математична обробка результатів вимірювань.

МЕТА: Навчитись оцінювати похибки вимірювань.

ЛІТЕРАТУРА

1. Худсон Д. Статистика для физиков., М., Мир, 1970.
2. Абрамов А.М. и др. Основы экспериментальных методов ядерной физики., М., Атомиздат, 1977.
3. Лабораторный практикум по экспериментальным методам ядерной физики. под ред. Финогенова К.Г., М., Энергоатомиздат, 1986.
4. Антонова И.А. и др. Практикум по ядерной физике., М., МГУ, 1988.

ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ

1. Випадкові величини.
2. Похибки вимірювань.
3. Зв'язок розподілу Пуассона з розподілом Гаусса.
4. Обробка результатів за методом найменших квадратів.

Оскільки явище радіоактивного розпаду – процес статистичний (число частинок, які випромінюються препаратом за рівні проміжки часу, не є постійним, а змінюється згідно з законом випадкових величин), то при оцінці достовірності результатів експериментів ядерної фізики, необхідно керуватися загальними правилами обробки експериментальних даних. Тому характеристикою процесів, пов'язаних з радіоактивним розпадом, можуть служити лише результати, отримані шляхом усереднення результатів рахунку значного числа частинок. Причому, чим вищі вимоги до достовірності результату, тим більшу кількість експериментальних даних треба набирати.

Крім специфічних особливостей, пов'язаних з явищем радіоактивного розпаду, а також з властивостями реєструючої апаратури, слід враховувати і деякі неконтрольовані варіації в умовах досліду. До них можна віднести різні випадкові зміни напруги на лічильнику, які зсувають робочу точку на його лічильній характеристиці, похибки при вимірюваннях експозиції та ін. Тобто, експериментальні дані містять ще додаткову випадкову похибку, не пов'язану зі статистичним характером процесу радіоактивного розпаду. Оцінка величини цієї похибки є необхідною частиною експериментальної роботи.

ВИПАДКОВІ ВЕЛИЧИНИ. Величини, які вимірюються в експерименті, за своїм характером випадкові і це зумовлено або статистичною природою досліджуваного явища, або різними зовнішніми впливами, що не контролюються в процесі виміру. Результати отриманих даних, як правило, вказують лише на частоту (імовірність) спостереження тих чи інших значень. Повний набір всіх можливих значень,

яких може набувати випадкова величина, називається генеральною сукупністю. Генеральна сукупність може бути сукупністю неперервних значень або набором дискретних величин (наприклад, кількість ядер, що розпалися, завжди дорівнює цілому числу). Окремі виміри є випадковою вибіркою з генеральної сукупності.

Випадкові величини описують за допомогою функції густини розподілу, яка визначає імовірність отримання різних значень випадкової величини з генеральної сукупності. Залежно від її характеру, функція густини імовірності може бути дискретною або неперервною.

Функція густини розподілу визначає середнє значення \bar{x} випадкової величини x і дисперсію $D(x)$, що дорівнює середньому квадрату відхилення x від \bar{x} , тобто

$$D(x) = \overline{(x - \bar{x})^2}.$$

Величина $\sigma = \sqrt{D}$ називається стандартним або середнім квадратичним відхиленням. Дисперсія $D = \sigma^2$ є важливим поняттям і характеризує розсіювання значень випадкової величини в околі середнього значення (якщо, звичайно, \bar{x} і D існують). Згідно з теоремою Чебишева, для будь-якого розподілу імовірність події $|x - \bar{x}| > \sigma q$ (q – число, більше від одиниці) не більша, ніж $1/q^2$, тобто

$$P(|x - \bar{x}| \geq \sigma q) \leq 1/q^2. \quad (1)$$

Таким чином, імовірність отримання в експерименті великих відхилень від середнього тим менша, чим більше (в одиницях середнього квадратичного відхилення) це відхилення.

Як приклад розподілу, що описує клас неперервних випадкових величин, розглянемо розподіл Гаусса, який називають ще нормальним розподілом

$$f_{\Gamma} = \frac{1}{\sqrt{2\pi\beta^2}} e^{-\frac{(\xi - \alpha)^2}{2\beta^2}} \quad (2)$$

де ξ визначає імовірність спостереження випадкової величини x в певному інтервалі $\xi \leq x \leq \xi + d\xi$ і допускається, що випадкова величина може мати будь-які значення: $-\infty < x < \infty$.

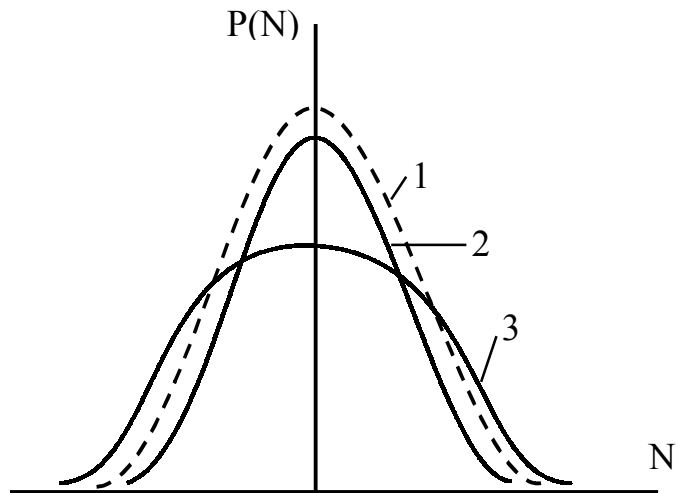
Параметр α визначає середнє значення

$$\bar{x} = \int_{-\infty}^{\infty} \xi f_{\Gamma} d\xi = \alpha.$$

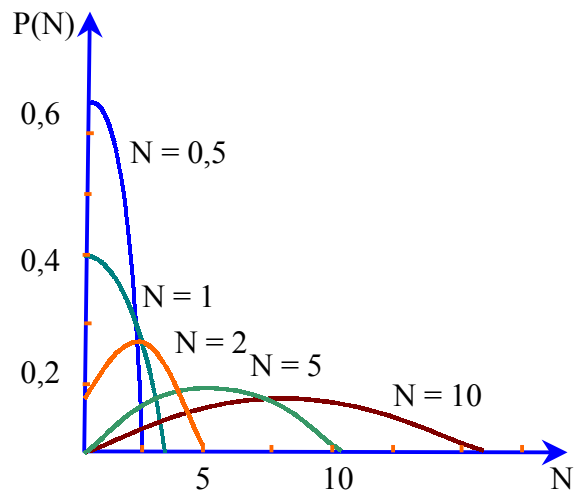
З іншого боку

$$\sigma^2 = \int_{-\infty}^{\infty} (\xi - \alpha)^2 f_{\Gamma} d\xi = \beta^2.$$

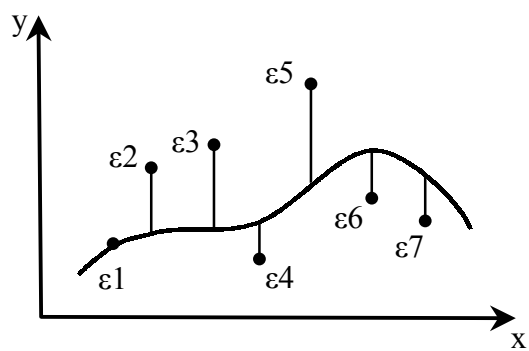
Тому розподіл Гаусса, як правило, записують в формі (2), змінюючи β^2 на σ^2 . Геометрично σ збігається з відстанню від \bar{x} до точок перегину кривої f_{Γ} (мал.1).



Мал.1. Розподіл Гауса для $\bar{N} = 20$ (крива 1), $\bar{N} = 80$ (крива 3) і розподіл Пуассона для $\bar{N} = 20$ (крива 2)



Мал.2. Розподіл Пуассона для малих значень \bar{N}



Мал.3 Крива побудована за експериментальними точками методом найменших квадратів

Згідно з розподілом Гаусса, імовірність подій $|x - \bar{x}| \leq \sigma$ дорівнює

$$P(|x - \bar{x}| \leq \sigma) = \int_{\alpha - \sigma}^{\alpha + \sigma} f_{\Gamma} d\xi = 0,683.$$

Аналогічно

$$P(|x - \bar{x}| \leq 2\sigma) = 0,954,$$

$$P(|x - \bar{x}| \leq 3\sigma) = 0,997,$$

що узгоджується з (1).

Окрім випадкових процесів з неперервним розподілом, часто зустрічаються явища, що мають дискретний характер. Припустимо, що ми досліджуємо частоту появи будь-якого випадкового явища за певних умов у серії незалежних експериментів, і нехай умови такі, що в будь-якому експерименті явище або спостерігається, або ні. Якщо в середньому імовірність спостереження в окремому досліді дорівнює p , то в серії з n експериментів слід було б очікувати $\bar{N} = np$ подій. Яка імовірність $P_N(n)$ того, що ми спостерігатимемо N подій ($N = 0, 1, \dots, n$)?

Відзначимо, що така постановка питання охоплює надзвичайно широкий клас експериментів. Мова йде і про дослідження радіоактивного розпаду, спостереження розсіювання частинок у даному інтервалі кутів, вивченні ядерних реакцій, тощо. У всіх цих випадках мова йде про події, що відбуваються або ні.

Розподіл подібних імовірностей описується біноміальним розподілом

$$P_N(n) = \frac{n!}{N!(n-N)!} p^N (1-p)^{n-N}.$$

Якщо $n \gg 1$, але $\bar{N} = np$ залишається скінченною величиною (наприклад, кількість досліджуваних радіоактивних ядер дуже велика, але імовірність розпаду досить мала), то біноміальний розподіл переходить в розподіл Пуассона

$$P_N = \frac{(\bar{N})^N}{N!} e^{-\bar{N}}$$

Залежність P_N для різних \bar{N} зображена на мал.2. При зростанні \bar{N} крива все більш розмивається і стає симетричною стосовно точки $N = \bar{N}$. Для малих значень \bar{N} спостерігається різка асиметрія. Якщо $\bar{N} \gg 1$, то розподіл Пуассона стає практично неперервним і збігається з розподілом Гаусса з середнім значенням і дисперсією, які дорівнюють \bar{N} (мал. 1), бо

$$\sigma^2 = \sum_{N=0}^{\infty} (N - \bar{N})^2 P_N = \bar{N}.$$

ПОХИБКИ ВИМІРЮВАНЬ. На результати експериментів, незалежно від статистичних флуктуацій, пов'язаних з імовірною природою

явищ, діють випадкові зовнішні впливи, що виникають в процесі експерименту і обробки результатів. Сукупність зовнішніх збурень збільшує розкид результатів і виникає зміщення середнього значення. Кожна з випадкових причин, як правило, описується своїм розподілом. Таким чином, результати вимірювань будуть описуватися розподілом, що виникає як накладання багатьох часткових розподілів. Але форма його наближатиметься до гауссової, якщо тільки не буде якихось переважаючих причин. Ця обставина є наслідком центральної граничної теореми теорії імовірності, яка стверджує, що дія великого числа причин з інтенсивностями впливу приблизно одного порядку призводить до нормального розподілу величин, які виникають під дією цих впливів.

У досліді відхилення результатів від середнього значення вважають похибкою вимірювань. При цьому розрізняють випадкові і систематичні похибки, зумовлені відповідними причинами. Якщо розкид значень, що виникають в процесі самого експерименту, може трактуватись як похибка вимірювань, то невизначеність результатів, пов'язана з природою досліджуваного процесу, дає змогу лише говорити про статистичні закономірності явища і її не можна називати власною похибкою.

На жаль, на практиці похибки методики вимірювань не завжди можна оцінити. Тому замість "чистої" похибки прийнято вказувати довірчий інтервал, у межах якого з певною імовірністю (довірчою імовірністю) можна очікувати значення досліджуваних величин в умовах запропонованої методики вимірювань. Для випадкової величини x довірчий інтервал $[\bar{x} - \Delta\xi; \bar{x} + \Delta\xi]$ відповідав довірчій імовірності $(1 - q)$, якщо

$$P(|x - \bar{x}| \leq \Delta\xi) = 1 - \alpha.$$

Імовірність $(1 - q)$ називають також коефіцієнтом надійності, а величину α – рівнем значимості. Згідно з (1) надійним критерієм для оцінки довірчого інтервалу при заданому рівні значимості є середньоквадратичне відхилення σ . Однак в експерименті параметри \bar{x} та σ невідомі. Тому зупинимось на методах їх оцінки. Припустимо, що при вимірюваннях отримані результати $\xi_1, \xi_2, \dots, \xi_n$. Тоді оцінкою середнього значення \bar{x} і дисперсії σ^2 виступають співвідношення

$$\tilde{\bar{x}} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \xi_i, \quad (3)$$

$$\tilde{\sigma}_x^2 = \frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (\xi_i - \tilde{\bar{x}})^2 \quad (4)$$

Усереднений результат серії вимірів менше відхиляється від точного значення, ніж окремі виміри, дисперсія середнього значення в n разів менша від дисперсії окремих вимірів

$$\tilde{\sigma}_{\bar{x}}^2 = \frac{1}{n(n-1)} \sum_{i=1}^n (\xi_i - \tilde{x})^2 \quad (5)$$

Співвідношення (3) – (5) тим точніші, чим більше n .

Було б неправильно, враховуючи довірчий інтервал, не робити поправку на його розширення за рахунок похибок, що виникають при оцінці x та σ , особливо для малого числа вимірів. Таку поправку звичайно роблять, використовуючи додаткові коефіцієнти C_{an} – коефіцієнти Стюдента. При довірчій імовірності $1 - \alpha$ а довірчий інтервал оцінки \bar{x} визначається як

$$\bar{x} = \tilde{x} \pm C_{an} \tilde{\sigma}_{\bar{x}},$$

де \tilde{x} і $\tilde{\sigma}_{\bar{x}}$ знаходять зі співвідношень (3), (4), а коефіцієнти C_{an} беруть з таблиці.

Таблиця

Коефіцієнти Стюдента C_{an} .

Число вимірів	$\alpha = 0,3$	$\alpha = 0,2$	$\alpha = 0,1$	$\alpha = 0,05$
2	2,0	3,1	6,3	12,7
3	1,3	1,9	2,9	4,3
4	1,3	1,6	2,4	3,2
5	1,2	1,5	2,1	2,8
6	1,2	1,5	2,0	2,6
7	1,1	1,4	1,9	2,5
8	1,1	1,4	1,9	2,4
9	1,1	1,4	1,9	2,3
10	1,1	1,4	1,8	2,3
∞	1,0	1,3	1,6	1,96

Традиційно довірчий інтервал з довірчою імовірністю $P = 0,68 \approx 0,7$ називають середньоквадратичним, а його величину – середньоквадратичною похибкою. Виходячи з вищенаведеного, середньоквадратична похибка дорівнює $\tilde{\sigma}_{\bar{x}} C_{0,3n}$ (а не $\tilde{\sigma}$!).

У реальному статистичному матеріалі результати розсіяні ширше, ніж в нормальному розподілі. Тому при оформленні результатів прийнято вказувати, крім середньоквадратичного, також інтервал з більшою довірчою імовірністю, наприклад $P = 0,95$.

Приклад 1.

У серії вимірів отримані три значення x ($\xi_1=10,5$; $\xi_2=10,0$; $\xi_3=9,5$). Треба визначити \bar{x} і вказати точність оцінки.

Очікуване середнє значення $\bar{x}=10,0$ При цьому $\tilde{\sigma}_{\bar{x}}=0,29$. При довірчих імовірностей $P=0,7$ і $P=0,95$ маємо $C_{0,3;3}=1,3$ і $C_{0,05;3}=4,3$

Тоді середню величину можна оцінити як

$$\bar{x}=10,0 \pm 0,38 \text{ для } P=0,7,$$

$$\bar{x}=10,0 \pm 1,25 \text{ для } P=0,95.$$

Взагалі попередні оцінки відносяться до вимірювання величин, що підлягають нормальному розподілу. Реальні фізичні розподіли близькі до нормальних. Так, статистика радіоактивного розпаду описується розподілом Пуассона і для $N>20$ практично збігається з нормальним розподілом, але має характерну особливість – середнє і дисперсія дорівнюють \bar{N} .

ЗВ'ЯЗОК РОЗПОДІЛУ ПУАССОНА З РОЗПОДІЛОМ ГАУССА.
При зростанні \bar{N} розподіл Пуассона стає все більш симетричним відносно $N=\bar{N}$. Якщо виконується умова

$$\sqrt{\bar{N}} \gg 1 \quad (6)$$

(практично при $\bar{N} \geq 20$), то досягається повна симетрія.

Кількісний розгляд функції розподілу при виконанні умови (6) приводить до висновку, що величина N розподілена за законом Гаусса.

$$f_{\Gamma} = \frac{1}{\sqrt{2\pi\bar{N}}} e^{-\frac{(N - \bar{N})^2}{2\bar{N}}} \quad (7)$$

Якщо реєструвати покази лічильника в великій кількості рівних інтервалів часу, то при виконанні умови (6) в 68,3 % випадків число показів буде відрізнятися від \bar{N} не більш, ніж на $\sqrt{\bar{N}}$, а в 94,5 % – не більше, ніж на $2\sqrt{\bar{N}}$, в 99,7 % – не більше, ніж на $3\sqrt{\bar{N}}$ і т. д. Результат вимірів числа відліків \bar{N} наводиться завжди разом зі своєю абсолютною похибкою $\sqrt{\bar{N}}$, яка є показником статистичної точності вимірів.

ОБРОБКА РЕЗУЛЬТАТІВ ЗА МЕТОДОМ НАЙМЕНШИХ КВАДРАТІВ. Досить часто на практиці зустрічаються задачі, коли треба визначити функцію, яка зв'язує відомі величини аргументів, враховуючи і їх експериментальні похибки.

Нехай досліджується залежність певної фізичної величини y від другої величини x : $y = \varphi(x)$, яка невідома і яку слід встановити.

На мал.3 зображена сукупність експериментальних точок (x_i, y_i) , де $i = 1, 2, 3 \dots n$. При цьому y_i – випадкові величини, кожна з яких відхиляється від істинного значення на деяку випадкову величину $\varepsilon_i = y_i - \varphi(x_i)$. Проведення і врівноваження кривої $y = \varphi(x)$ за експериментальними точками відноситься до регресивного аналізу, який базується на методі найменших квадратів.

При цьому кращою кривою $y = \varphi(x)$, вважають ту, для якої мінімальна сума квадратів відношень ε_i/σ_i , де ε_i – вказане вище відхилення емпіричних точок від очікуваних, а σ_i – середньоквадратична похибка вимірювань, тобто

$$S = \sum_{i=1}^n \left(\frac{\varepsilon_i}{\sigma_i} \right)^2 = \min.$$

Як правило, шукану величину апроксимують будь-яким поліномом степеня $m-1$, наприклад,

$$y = \varphi(x) = \sum_{k=0}^{m-1} B_k x^k$$

і досягають мінімуму вказаної квадратичної форми, варіюючи суму за коефіцієнтами B_k , тобто

$$\partial S / \partial B_k = 0 \quad (k = 0, 1, \dots, m-1).$$

Тоді коефіцієнти регресії B_k визначаються лінійною системою рівнянь

$$\sum_{i=0}^n (y_i - \sum_{k=0}^{m-1} B_k x^k) \frac{x_i^{k'}}{\sigma_i^2} = 0 \quad (k' = 0, 1, \dots, m-1)$$

і вираховують згідно з загальними методами розв'язання лінійних рівнянь. Очевидно, що для знаходження m коефіцієнтів кривої регресії треба мати число експериментальних точок $n \geq m$.

ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ РОБОТИ

1. Ввімкнути джерело живлення лічильника і перераховуючий пристрій.
2. Провести 100 вимірів швидкості відліку імпульсів від газорозрядного лічильника без джерела випромінювань. Час експозиції одного відліку $t = 10$ с.
3. Провести 200 вимірів швидкості відліку імпульсів від газорозрядного лічильника з джерелом випромінювання. Час експозиції одного відліку $t = 10$ с.

Результати представити у вигляді графіків. По осі абсцис відкласти N – число імпульсів в одному вимірі, по осі ординат $f(N)$ – число вимірів, в яких було отримано N_i імпульсів. Побудувати криву розподілу Пуассона

$$P_N = \frac{(\bar{N})^N}{N!} e^{-\bar{N}}$$

для значення \bar{N} , отриманого у вимірах без джерела і криву розподілу Гауса

$$f_G = \frac{1}{\sqrt{2\pi\bar{N}}} e^{-\frac{(N - \bar{N})^2}{2\bar{N}}}$$

для вимірів з джерелом. Значення розрахувати за даними графіка за формулою

$$\bar{N} = \sum_i N_i p_i = \frac{\sum_i N_i n_i}{\sum_i n_i}$$

де N_i – кількість імпульсів в одному вимірі ($N_i = 0, 1, 2, \dots$); n_i – число вимірів, що відповідають кількості імпульсів N_i .

Експериментальна і теоретичні криві повинні бути нормовані до повного числа вимірів. Для цього треба помножити теоретичне значення імовірностей $P_N(f_T)$ на повне число вимірів. Тоді обидві криві будуть в одному масштабі і їх можна буде порівняти.

4. Показати, що $\sim 68\%$ результатів не відрізняються від середнього значення \bar{N} більше, ніж на $\sqrt{\bar{N}}$ (по кривій, отриманій від вимірів з джерелом випромінювання). Для цього необхідно знайти відношення числа вимірів, в яких вийшло значення N в інтервалі від $\bar{N} - \sqrt{\bar{N}}$ до $\bar{N} + \sqrt{\bar{N}}$, до повного числа вимірів.

КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ

1. Навести кілька розподілів дискретних і неперервних випадкових величин.
2. Які умови переходу від біноміального розподілу випадкової величини до пуассонівського і до нормального.
3. Порівняти твердження теореми Чебишева, яка формулюється для випадкової величини з будь-яким розподілом, з аналогічним твердженням для нормально розподіленої випадкової величини.
4. Дати поняття довірчого інтервалу для оцінки середнього значення випадкової величини при малій кількості вимірів.
5. Сформулювати основні положення методу найменших квадратів.

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА № 8

ТЕМА: Моделювання на ЕОМ проходження нейтронів через речовину.

МЕТА: Визначити ймовірність проходження, поглинання і відбивання нейтрона при проходженні через пластинку моделюванням процесу за методом Монте-Карло.

ЛІТЕРАТУРА

1. А. С. Кондратьев, В. В. Лаптев , Физика и компьютер , Ленинград, Ленинградский университет, 1989.
2. К. Эберт, Х. Эдерер , Компьютеры. Применение в химии , М., Мир, 1988.

ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ

1. Вступ. Постановка задачі.
2. Деякі відомості із теорії ймовірності.
3. Метод Монте-Карло.
4. Схема розрахунку шуканих ймовірностей.
5. Методика модельного експерименту.

Задачу про проходження нейтронів через пластинку можна розглянути, використовуючи метод Монте-Карло – чисельний метод розв'язування математичних задач за допомогою моделювання випадкових величин. Сама назва методу пішла від назви міста Монте-Карло, відомого своїми ігровими закладами, бо саме ігрова рулетка є найпростішим пристроєм для одержання випадкових величин.

Щоб одержати уяву про ідею методу Монте-Карло, достатньо розглянути приклад. Треба визначити площу довільної плоскої фігури, що розміщена всередині квадрату зі стороною рівною 1. Якщо вибрати всередині квадрату N випадково розміщених точок і підрахувати число точок N' , які попали всередину описаної фігури, то площа фігури S буде рівна N'/N . Точність такого результату буде тим більша, чим більше число точок N буде взято.

Методом Монте-Карло можна моделювати будь-який процес, на хід якого впливають випадкові факти. В деяких випадках зручно відмовитись від аналізу дійсного випадкового процесу і замість цього використати його модель. Саме так ми і зробимо, розглядаючи задачу про проходження потоку нейтронів через однорідну пластинку. Фізичні закони взаємодії окремої елементарної частинки з речовиною відомі. Треба знайти макроскопічні характеристики процесів, в яких бере участь велика кількість таких частинок.

Нехай на нескінченну пластинку товщиною h падає нормально до неї потік нейтронів з енергією E_0 . При зіткненні з атомами речовини, з якої складається пластинка, нейтрони можуть пружно розсіюватись чи поглинатись. Насправді взаємодія нейтронів із ядрами може

приводити до різних результатів – пружного розсіювання, непружного розсіювання, захоплення нейтрона ядром і поділ ядра на осколки. Однак для простоти ми будемо вважати, що відбуваються два вказаних процеси і, більше того, припустимо, що енергія нейтрона при розсіюванні на ядрі не змінюється і будь-який напрямок поширення нейтрона від атома однаково ймовірний. Наше завдання – обчислити ймовірність проходження нейтрона скрізь пластинку РР, ймовірність поглинання нейтрона в пластинці PS і ймовірність його відбиття пластинкою РО.

Дамо означення випадкової величини і ймовірності. Нехай ми проводимо послідовно q вимірювань над системою, причому щоразу вимірюємо одну і ту ж фізичну величину A . Позначимо через $n(a_i)$ число вимірювань при яких вимірювана величина A має значення a_i . Тоді ймовірність $P(a_i)$ знаходження системи в стані, коли величина A має значення a_i дорівнює:

$$P(a_i) = n(a_i)/q. \quad (1)$$

Звідси видно, що

$$P(a_i) > 0, \sum_i P(a_i) = 1 \quad (2)$$

Рівність (2) показує, що сумарна ймовірність того, що вимірювана величина має будь-яке із своїх можливих значень рівна 1.

Термін випадкова величина використовують тоді, коли хочуть підкреслити, що невідомо яким виявиться конкретне значення цієї фізичної величини при одноразовому вимірюванні. Однак нам може бути відомо, які значення вона може приймати і які ймовірності їх реалізації. Тому, щоб задати випадкову величину треба вказати, які значення вона може приймати і які їх ймовірності.

Наведені поняття ймовірності і випадкової величини дають змогу означити середнє значення, або математичне сподівання, будь-якої фізичної величини A :

$$\langle A \rangle = \sum_i a_i P(a_i) = \sum_i a_i n(a_i)/q. \quad (3)$$

Це стосується випадкової величини, що приймає дискретні значення. Для неперервної випадкової величини, яка задається інтервалом можливих значень і густиною ймовірності $p(x)$, що має бути більшою 0 формули (2) і (3) мають вигляд:

$$\int_a^b p(x) dx = 1, \quad (4)$$

$$\langle x \rangle = \int_a^b x p(x) dx. \quad (5)$$

Легко встановити зміст густини ймовірності $p(x)$. Очевидно, що

$$P(a' \leq x \leq b') = \int_{a'}^{b'} p(x) dx$$

рівна ймовірності того, що величина x мав значення з інтервалу (a', b') .

В нашій задачі взаємодія нейтронів із речовиною характеризується двома сталими σ_c і σ_s , які називаються перерізом поглинання і перерізом розсіювання. Сума $\sigma = \sigma_c + \sigma_s$ називається повним перерізом. Фізичний зміст перерізів такий: при зіткненні нейтрона із атомом речовини ймовірність поглинання рівна σ_c/σ , а ймовірність розсіювання рівна σ_s/σ .

Між двома послідовними зіткненнями з ядрами атомів речовини пластинки нейтрон проходить деякий шлях, який називається довжиною вільного пробігу і позначається λ . Довжина вільного пробігу – це випадкова величина, яка може приймати довільне додатне значення. Густина ймовірності для λ задається формулою:

$$p(x) = \sigma e^{-\sigma x}.$$

Умова нормування (4) виконується, бо

$$\sigma \int_0^{\infty} e^{-\sigma x} dx = 1 \quad (6)$$

З формули (5) можна знайти вираз для середнього значення

$$\begin{aligned} \langle \lambda \rangle &= \int_0^{\infty} x p(x) dx = \sigma \int_0^{\infty} x e^{-\sigma x} dx = \left[-x e^{-\sigma x} \right]_0^{\infty} + \\ &+ \int_0^{\infty} e^{-\sigma x} dx = \left[-e^{-\sigma x} / \sigma \right]_0^{\infty} = \frac{1}{\sigma} \end{aligned} \quad (7)$$

Тепер слід вибрати певний спосіб моделювання випадкової величини λ . В методі Монте-Карло значення будь-якої випадкової величини можна одержати шляхом перетворень значення будь-якої іншої (стандартної) випадкової величини. Такою стандартною величиною може бути випадкова величина γ рівномірно розподілена в інтервалі $(0,1)$. Процес знаходження значення якоїсь випадкової величини x шляхом перетворень одного чи декількох значень γ називається розігруванням випадкової величини x , розподіленої в (a,b) з густиною $p(x)$, можна виходити із рівняння:

$$\int_a^{\xi} p(x) dx = \gamma \text{ або } \int_{\xi}^b p(x) dx = \gamma. \quad (8)$$

Вибраний значення γ слід розв'язати рівняння (8) і знайти чергове значення ξ величини x . Для даного випадку (6), тобто $p(x) = \sigma e^{-\sigma x}$ маємо

$$\sigma \int_{\lambda}^{\infty} e^{-\sigma x} dx = [-e^{-\sigma x}] \Big|_{\lambda}^{\infty} = e^{-\sigma \lambda},$$

а друге рівняння (8) дає формулу для розігрування

$$\lambda = -\ln \gamma / \sigma. \quad (9)$$

Тепер залишається вияснити як вибрати випадковий напрям руху нейтрона після розсіювання. Оскільки в моделі, що розглядається є симетрія відносно осі x , то цей напрям повністю визначається одним кутом φ між напрямом швидкості нейтрона і віссю x . Вимога рівної ймовірності будь-якого напрямку в цьому випадку рівнозначна вимозі, щоб величина $\xi = \cos \varphi$ була рівномірно розподілена в інтервалі $(-1, 1)$, оскільки $0 < \varphi < \pi$. Іншими словами $p(x) = C$. З виразу (4) знаходимо $C = 1/(b-a)$, і тоді перше із рівнянь (8) набуває виду

$$\int_a^{\xi} \frac{dx}{b-a} = \gamma \Rightarrow \frac{\xi - ax}{b-a} = \gamma \Rightarrow \xi = a + \gamma(b-a).$$

Оскільки $a = -1$, $b = 1$, то формула, для розігрування має вигляд:

$$\xi = 2\gamma - 1. \quad (10)$$

Складемо схему розрахунку ймовірностей PP, PS, PO шляхом моделювання дійсних траєкторій.

Припустимо, що нейтрон зазнав k розсіювання всередині пластинки в точці з абсцисою x_k і після цього почав рухатись в напрямі ξ_k . Розіграємо довжину вільного пробігу нейтрона, вибравши значення γ_1 :

$$\lambda_k = -\ln \gamma_1 / \sigma,$$

і обчислимо абсцису наступного зіткнення нейтрона з ядром:

$$x_{k+1} = x_k + \lambda_k \xi_k, \quad (\xi_k = \cos \varphi_k).$$

Якщо виявиться, що $x_{k+1} > h$, то нейтрон покинув пластинку, рахунок траєкторій нейтрона закінчується і додається одиниця до лічильника частинок, що пройшли через пластинку. В іншому випадку перевіряємо умову виходу нейтрона із пластинки назад: $x_{k+1} < 0$. Якщо ця умова виконується, то рахунок траєкторій закінчується і додається 1 до лічильника частинок, що відбилися. Якщо і ця умова не виконується, тобто $0 < x_{k+1} < h$, то нейтрон зазнає ще одного, $k+1$ зіткнення всередині пластинки і слід розіграти "долю" нейтрона при цьому $(k+1)$ зіткненні.

Вибираємо чергове значення γ_2 і перевіряємо умову поглинання :

$$\gamma_2 < \sigma_c / \sigma.$$

Якщо ця нерівність виконана, то підрахунок траєкторій закінчується і до лічильника поглинутих частинок додається 1. В іншому випадку приймаємо, що нейтрон зазнав розсіювання в точці з абсцисою x_{k+1} . Розіграємо новий напрямок швидкості нейтрона. У відповідності з (10) маємо: $\xi_{k+1} = 2\gamma_3 - 1$ і повторюємо весь цикл заново, але вже з іншими значеннями γ . Для розрахунку одної ланки траєкторій потрібно три значення γ . При роботі на ЕОМ використовуються стандартні програми для генерації випадкових чисел.

Кожна траєкторія нейтрона характеризується початковими значеннями $x_0 = 0$ і $\xi_0 = 1$. Після того, як будуть підраховані N траєкторій, виявиться, що N_p нейтронів пройшли крізь пластинку, N_s нейтронів були поглинуті, N_o нейтронів – відбиті. Шукані ймовірності обчислюються за формулами:

$$PP = N_p/N, PO = N_o/N, PS = N_s/N$$

ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ РОБОТИ

1. Ввести σ_c і σ_s .
2. Провести розрахунок для початкової товщини.
3. Збільшуючи товщину розрахувати товщину шару половинного поглинання.
4. Визначити при якому значенні товщини відбивання буде найбільшим.

КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ

1. Взаємодія нейтронів із речовиною. Пружне і непружне розсіювання. Резонансне поглинання.
2. Механізми поглинання нейтронів в речовині.
3. Переріз процесу розсіювання і поглинання нейтронів, і його залежність від маси ядра.
4. Випадкові величини, ймовірність випадкових величин. Густина ймовірності.
5. Суть методу статистичних досліджень Монте-Карло.

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА N9

ТЕМА: Дослідження резонансного поглинання гама-квантів (ефект Месбауера).

МЕТА: Дослідити пружне (без віддачі) випромінювання і поглинання гама-квантів у твердих тілах.

ПРИЛАДИ і МАТЕРІАЛИ: джерело гама-квантів BaSnO_3 , резонансний поглинач, виносний блок із фотоелектронним помножувачем ФЕП, сцинтиляційним кристалом NaI(Tl) і попереднім підсилювачем, диференціальний одноканальний амплітудний аналізатор, високовольтний випрямляч, перерахунковий пристрій, електродвигун з редуктором, звуковий генератор.

ЛІТЕРАТУРА

1. Широков Ю.М., Юдин Н.П. Ядерная физика, М., Наука, 1980, гл.6.
2. Шпинель В.С. Резонанс гамма-лучей в кристаллах, М., Наука, 1969, гл. 1-3..
3. Мухин К.Н. Экспериментальная ядерная физика, М., Атомиздат, 1974, гл.3.

ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ

1. Експериментальні передумови виявлення ефекту Месбауера.
4. Роздільна здатність приладу.
2. Теоретичні гіпотези які покладені у пояснення ефекту.
3. Узгодження експериментальних даних із наслідками теорії.
5. Застосування ефекту в науці і техніці.

Атомні ядра мають дискретні рівні енергії, найнижчий з яких називається основним, інші збудженими. Переходи між цими рівнями призводять до виникнення короткохвильового електромагнітного випромінювання, яке називається гама-випромінюванням. На відміну від основного, збудженні рівні мають скінченну природну ширину Γ , пов'язану із середнім часом життя τ збудженого стану ядра співвідношенням невизначеності

$$\Gamma\tau \approx \hbar. \quad (1)$$

Невизначеність у енергії збуджених рівнів є причиною появи ширини у ліній гама-випромінювання. Поглинання гама-квантів певної енергії ядром, внаслідок якого воно переходить у збуджений стан, має резонансний характер. Резонансному поглинанню: гама-квантів перешкоджає віддача ядра. Енергія віддачі R рівна:

$$R = p_2/2M_{\text{я}} = E_{\gamma}^2/2M_{\text{я}}c^2. \quad (2)$$

Наприклад, у ядрі олова ^{119}Sn відстань між основним і першим збудженим рівнем рівна $E_0=23,8$ кеВ. Тому енергія віддачі буде рівна $R=2,5 \cdot 10^{-3}$ еВ. Енергетичний розподіл, що характеризує збуджений стан ядра і зсув ліній випромінювання і поглинання через віддачу на вільних ядрах, зображений на мал.1.

Слід зазначити, що суттєвий інтерес складає не сама величина R , а її відношення до ширини Γ . Резонансне поглинання можливе, якщо спектри випромінювання і поглинання перекриваються, тобто за умови

$$2R < \Gamma. \quad (3)$$

Однак для ядра ^{119}Sn $\Gamma = 3 \cdot 10^{-8} \text{ eV}$, тобто на п'ять порядків менше за R .

Енергетичний зсув можна компенсувати за допомогою ефекту Доплера. Для цього випромінюючі і поглинаючі ядра мають рухатись одне відносно одного із швидкістю v , рівною

$$V = c \frac{2R}{E_\gamma}. \quad (4)$$

Для ядер ^{119}Sn потрібна швидкість $v = 60 \text{ м/с}$.

В реальних умовах у ширину лінії випромінювання вносить основний вклад доплерівська ширина, пов'язана із тепловим рухом атомів. Якщо u – теплова швидкість атомів, то

$$D = \frac{u}{c} E_\gamma \approx \frac{u}{c} E_0 \quad (5)$$

З кінетичної теорії газу слідує

$$u = \sqrt{\frac{kT}{M_{\text{я}}}} \quad (6)$$

Враховуючи (5) і (2) одержимо

$$D = \sqrt{2RkT}. \quad (7)$$

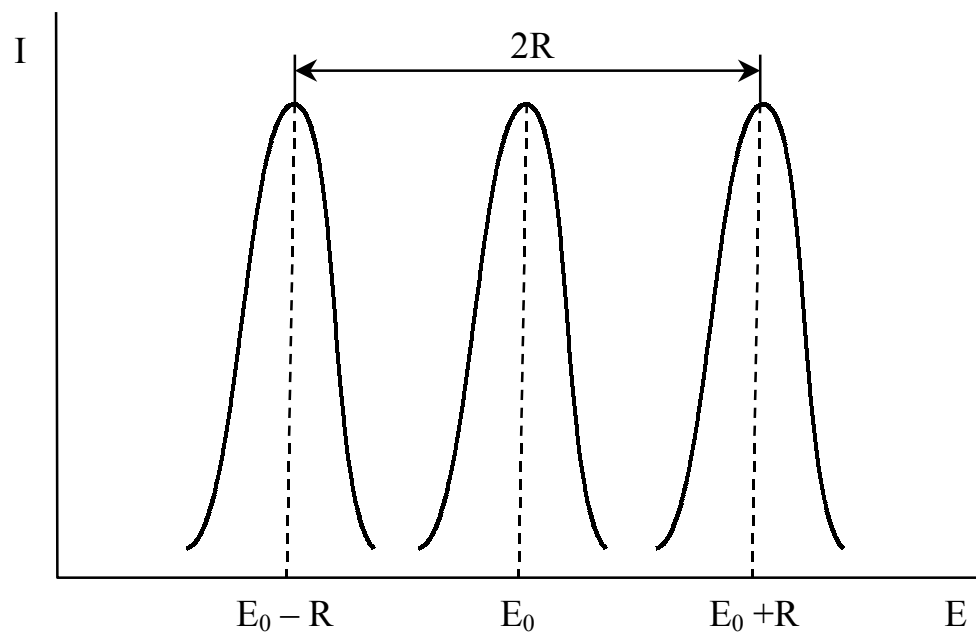
Для кімнатної температури $kT = 0.025 \text{ eV}$ величина D для ^{119}Sn буде рівна 10^{-2} eV .

Бачимо, що доплерівська ширина може бути більшою за R , тому лінії випромінювання і поглинання можуть частково перекриватися (мал.2). Це означає, що є деяка доля гама-квантів, для яких віддача R зкомпенсована і резонансне поглинання може спостерігатись.

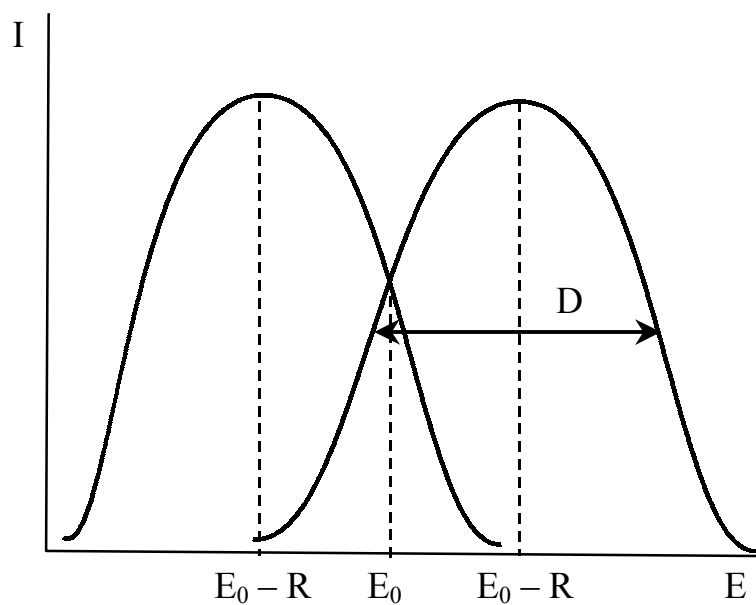
Розглянемо процеси поглинання і випромінювання гама-квантів ядрами, що входять у склад кристалічної структури. Якщо енергія гама-кванту менша за 1 MeV , то енергії віддачі ядра недостатньо, щоб вирвати його з вузла структури. У цьому випадку імпульс передається всьому кристалу.

Пружне (без віддачі) випромінювання і поглинання гама-квантів у твердих тілах називається ефектом Месбауера. Відмітимо, що лінія резонансного поглинання гама-квантів не розмита тепловим рухом і має природну, тобто дуже малу величину.

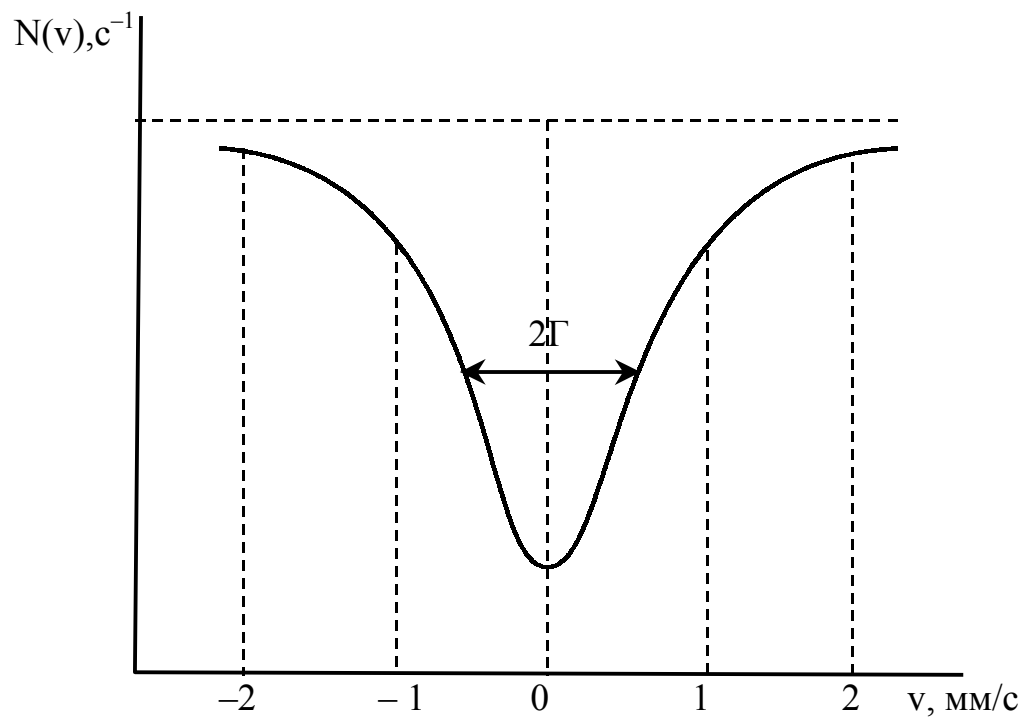
У даній роботі ефект Месбауера досліджується на ядрах олова ^{119}Sn в сполуці BaSnO_3 . Гама-випромінювання пропускається через поглинач і реєструється сцинтиляційним спектрометром, який складається з лічильника і під'єднаної до нього апаратури.



Мал.1. Енергетичний розподіл, який характеризує збуджений стан і зсув ліній випромінювання і поглинання



Мал.2. Перекриття ліній випромінювання і поглинання внаслідок доплерівського розширення



Мал.3. Спектр пружного резонансного поглинання γ -квантів

Спостереження резонансного поглинання гама-променів ґрунтується на методі доплерівського зсуву ліній випромінювання і поглинання. Для створення цього зсуву поглиначу надається невелика швидкість. Месбауерівська лінія настільки вузька, що резонанс порушується вже при малих швидкостях (близько 1 мм/с).

Якщо ядра джерела і поглинача знаходяться в ідентичних кристалах при однаковій температурі, то лінія випромінювання повністю перекривається з лінією поглинання і максимальне поглинання спостерігається за нульової швидкості, як це зображено на мал.3.

Якщо джерело і поглинач знаходяться у різних хімічних сполуках, то максимум резонансного поглинання зміститься відносно нульової швидкості на величину

$$V_p = (\Delta E/E_0)c. \quad (8)$$

Як звичайно у досліді резонансного поглинання визначається величина "амплітуди" ефекту

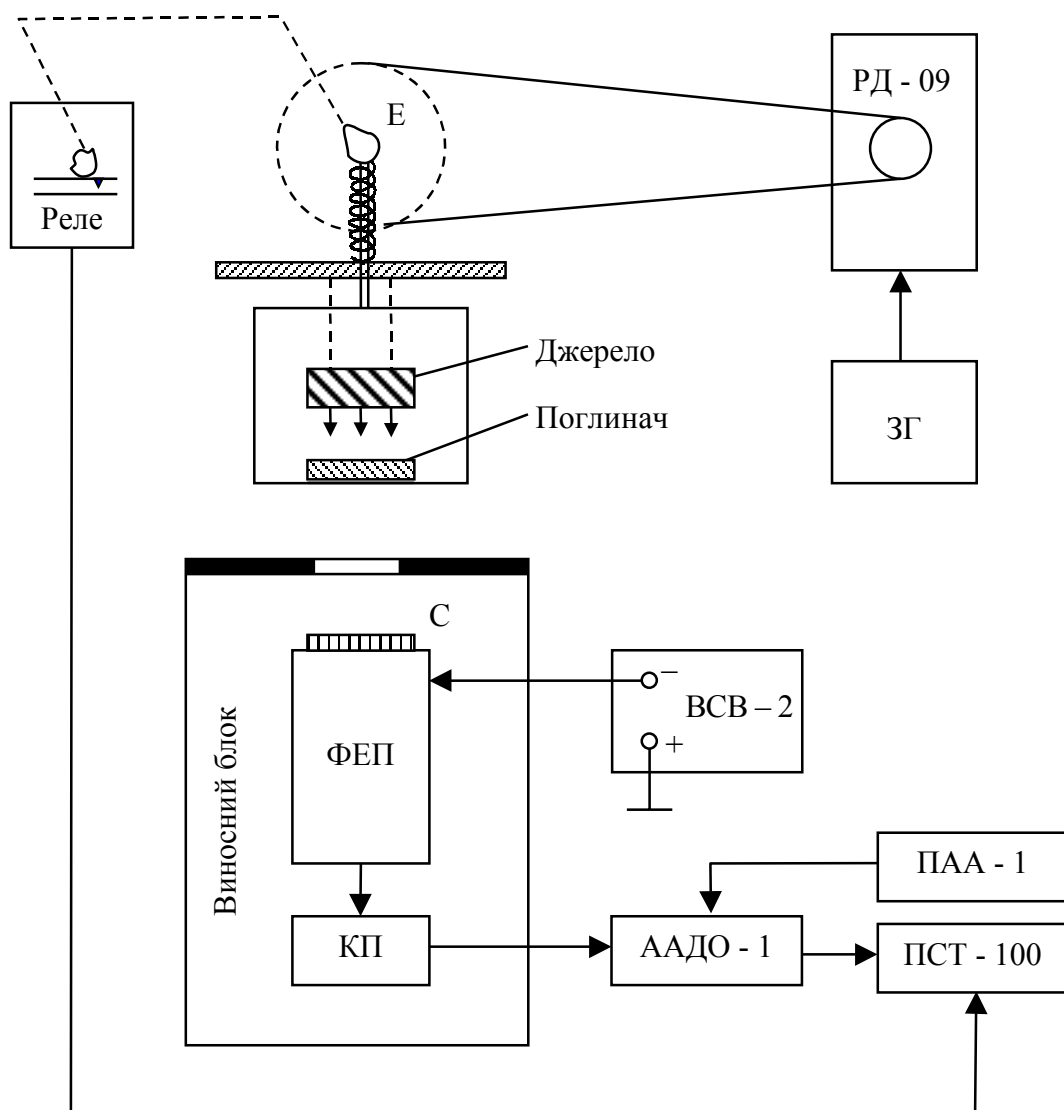
$$\varepsilon(v) = \frac{N(\infty) - N(v)}{N(\infty) - N_\Phi}, \quad (9)$$

де $N(v)$ – швидкість лічби квантів, що пройшли через поглинач за деякої швидкості v , $N(\infty)$ – швидкість лічби квантів за достатньо великої швидкості, коли поглинання відсутнє, N_Φ – швидкість лічби радіоактивного фону.

Величина $\varepsilon(v)$ є відношення, а отже не залежить від активності джерела. В $\varepsilon(v)$ також відсутній фактор, пов'язаний з ймовірністю реєстрації гама-променів. Як правило величину резонансного ефекту виражають у процентах.

Ширина резонансної лінії $\Gamma_{\text{експ.}}$, що вимірюється у досліді, є результатом накладання ліній поглинача і джерела. Для тонких поглиначів і джерел, за відсутності вібрацій ширина лінії рівна подвоєній природній ширині 2Γ (мал.3). Суттєвий вклад у ширину лінії дає апаратурне розширення, пов'язане з недосконалістю вимірювальної апаратури, зокрема з вібраціями джерела і поглинача (доплерівське розширення) і з нерівномірністю швидкості переміщення поглинача відносно джерела.

Блок схему установки наведено на мал.4. Поглиначем служить олов'яна фольга або сполука яка містить олово. Поглинач кріпиться у рамці, яка приводиться у рух кулачковим механізмом. Форма ексцентрика вибрана так, щоб рух поглинача відбувався з постійною швидкістю, при рівномірному обертанні ексцентрика. Вимірювання слід проводити лише на ділянках з рівномірною швидкістю. Вибір часу вимірювання здійснюється автоматично за допомогою реле. Швидкість переміщення поглинача можна змінювати у межах 0,1 – 6,0 мм/с, змінюючи швидкість обертання ексцентрика за допомогою двигуна з редуктором РД-09.



Мал.4. Блок-схема установки

В цій роботі джерелом гама-квантів є радіоактивний ізотоп олова ізомер ^{119}Sn у вигляді сполуки BaSnO_3 . Ізотоп живе 250 днів і розпадається з випромінюванням гама-квантів з енергією 65 кеВ, переходячи на короткоживучий перший збуджений рівень. Під час переходу з цього рівня на основний випромінюється гама-квант з енергією 23.8 кеВ, який використовується в роботі.

Щоб спостерігати ефект необхідно виділити основну лінію з загального випромінювання. Цього досягають, встановивши вікно амплітудного аналізатора на фотопік лінії 23.8 кеВ. Джерело одержано у ядерному реакторі, при опроміненні нейтронами зразка олова, який містить 96 % ізоотопу ^{118}Sn .

У спектрі джерела, крім основної (месбауерівської) лінії 24 кеВ, є кванти з енергією 100 кеВ і 300 кеВ. Підібрано тонкий кристал спектрометра, такий що поглинає випромінювання з енергією 20-30 кеВ і не чутливий до гама-квантів більших енергій. Кристал, ФЕП і катодний повторювач знаходяться в окремому світлоізовованому виносному блоці.

Спектрометр відкалібровано за енергією з допомогою еталонних джерел гама-випромінювання. імпульс, що пройшов через аналізатор підсумовується перерахунковим приладом ПСТ-100.

Швидкість вважається додатньою, якщо поглинач рухається назустріч джерелу. Рухаючись у протилежних напрямках швидкість від'ємна. Тумблер з маркуванням $v > 0$ і $v < 0$, встановлений на блоці з ексцентриком, дозволяє підключати прилад або на ділянці з додатньою швидкістю, або на ділянці з від'ємною швидкістю.

Абсолютне значення швидкості поглинача легко знаходиться, бо секундомір перерахункового пристрою фіксує час, за який поглинач проходить лінійну ділянку. Поділивши шлях на цей час, знаходять швидкість. Для більшої точності час проходження лінійної ділянки треба усереднити за кілька (наприклад, десять) обертів.

Зміну швидкості чи її підбір виконують, змінюючи частоту генератора, який живить двигун.

ПОРЯДОК ВИКОНАНІЙ РОБОТИ.

1. Ознайомитись з описом сцинтиляційного спектрометра у роботі N4.
2. Включити прилад і після кількахвилинного прогріву встановити напругу на ФЕП (значення вказано на установці).
3. Прогріваючи 10-15 хв. прилади, виконайте наступні операції:
 - а) підставте штатив з виносним блоком під рамку з поглиначем.
 - б) встановіть на звуковому генераторі частоту 50-60 Гц. Спостерігаючи за рухом поглинача переконайтесь, що перерахунковий прилад працює тільки тоді, коли рамка іде в одну сторону.

- в) переконавшись, що прилади відчують джерело, визначте точне положення фотопіку від гама-квантів з енергією 23,8 кеВ.
4. Провести вимірювання числа імпульсів за певний інтервал часу в залежності від величини "порогів" аналізатора при "ширині вікна" 1В. Починаючи з деякого порога E_1 кількість відліків збільшується, досягаючи максимуму, а потім плавно зменшується до попереднього рівня для деякого порога E_2 . Різниця $dE = E_2 - E_1$ визначає ширину амплітудного розподілу. Встановити значення "порога" E_1 , а "ширину вікна" dE . Виконайте декілька вимірів величини фону за час 100 с.
 5. Не змінюючи режиму зніміть спектр резонансного поглинання. Реєстрацію проводіть для значень швидкості від 0 до ± 5 мм/с з кроком 0,5мм/с. Статистична похибка числа зареєстрованих імпульсів для кожного значення швидкості має бути не більшою 1%. Одержані експериментальні точки нанести на графік.
 6. З графіка за формулою (9) знайдіть амплітуду резонансного поглинання в максимумі. Значення фону візьміть з вимірів п.4
 7. Визначте величину хімічного зсуву в мм/с і в еВ.
 8. Визначте експериментальну ширину лінії $\Gamma_{\text{експ.}}$ в мм/с і в еВ і порівняйте з розрахунковим значенням.
 9. Оцінити похибки вимірювань.
 10. Після закінчення роботи закрийте свинцевим фільтром вхідне вікно виносного блоку і вимкніть установку.

КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ.

1. Порівняйте резонансне поглинання фотонів і гама-квантів відповідно атомом і ядром.
2. Виведіть формулу для енергії віддачі, порівняйте її величину для вільного і зв'язаного ядра.
3. Обґрунтуйте формулу для "амплітуди" ефекту.
4. Опишіть будову і принцип дії установки.

Додаток 1

Коефіцієнти послаблення γ -випромінювання (μ/ρ , $\text{см}^2/\text{г}$)		
Енергія, MeV	Алюміній	Свинець
0,1	0,169	5,46
0,2	0,122	0,942
0,4	0,0927	0,220
0,6	0,0779	0,119
0,8	0,0683	0,0866
1,0	0,0614	0,0703
1,5	0,0500	0,0550
2,0	0,0431	0,0463
3,0	0,0360	0,0410
4,0	0,0310	0,0421
6,0	0,0264	0,0436
8,0	0,0241	0,0458
10,0	0,0229	0,0489

Додаток 3

Товщина шару половинного поглинання бета-частинок алюмінієм для різних максимальних енергій бета-спектру			
E(MeV)	l (м)	E(MeV)	l (м)
0,02	0,11	1,0	19,63
0,04	0,26	1,2	25,93
0,06	0,37	1,4	33,32
0,08	0,56	1,6	39,63
0,1	0,67	1,8	44,81
0,12	0,81	2,0	51,85
0,14	0,93	2,2	55,56
0,16	1,04	2,4	62,22
0,18	1,22	2,6	66,67
0,20	1,44	2,8	72,22
0,22	1,67	3,0	77,78
0,24	1,85	3,2	82,59
0,26	2,07	3,4	88,15
0,28	2,33	3,6	92,59
0,30	2,59	3,8	98,15
0,40	4,33	4,0	103,70
0,50	6,48	4,2	107,41
0,60	8,89	4,4	112,96
0,80	13,70	4,6	118,52
		4,8	124,07
		5,0	129,63

Додаток 2

Нейтронні перерізи поглинання σ_c для теплових нейтронів і усереднені перерізи розсіювання для широкого інтервалу енергій $\langle\sigma_s\rangle$		
Елемент	Поглинання	Розсіювання
H	0,0005	7
Li	71	1,4
Be	0,01	7
B	755	4
C	0,0038	4,8
Cd	2540	7
U	7,68	8,3

МІНІСТЕРСТВО ОБОРОНИ УКРАЇНИ

**Житомирський військовий
інститут радіоелектроніки
імені С.П. Корольова**

І.С. Сапожников

Ф І З И К А

**Основи квантової фізики
та ядерної фізики**

**Житомир
2006**

§ Розділ II. ОСНОВИ ЯДЕРНОЇ ФІЗИКИ

Глава 5. Атомне ядро	111
§ 5.1. Склад і характеристика атомного ядра	111
§ 5.2. Дефект маси та енергія зв'язку ядер	114
§ 5.3. Ядерні сили та моделі атомного ядра	116
§ 5.4. Радіоактивність	121
§ 5.5 Основні типи радіоактивного розпаду	124
Задачі	129
Стислі висновки	133
Глава 6. Ядерні реакції	136
§ 6.1. Загальні поняття про ядерні реакції та їх закономірності	136
§ 6.2. Реакції поділу важких ядер	142
§ 6.3. Практичне використання реакцій поділу	144
§ 6.4. Реакції термоядерного синтезу	149
§ 6.5. Практичне використання реакцій термоядерного синтезу	152
Задачі	156
Стислі висновки	160
Глава 7. Взаємодія іонізуючого випромінювання з речовиною	163
§ 7.1. Взаємодія заряджених частинок з речовиною	163
§ 7.2. Взаємодія γ -квантів з речовиною	165
§ 7.3. Взаємодія нейтронів з речовиною	168
§ 7.4. Одиниці вимірювання величин, пов'язаних з іонізуючим випромінюванням	170

§ 7.5. Методи реєстрації іонізуючих випромінювань	172
Задачі	177
Стислі висновки	180
Глава 8. Елементарні частинки	183
§ 8.1. Поняття елементарних частинок	183
§ 8.2. Класифікація елементарних частинок	184
§ 8.3. Закони збереження у світі елементарних частинок ...	187
§ 8.4. Кваркова модель адронів	191
§ 8.5. Фундаментальні взаємодії	193
Задачі	197
Стислі висновки	200
Післямова	203
Список літератури	200
Періодична система хімічних елементів Д.І.Менделєєва	206

Розділ II

ОСНОВИ ЯДЕРНОЇ ФІЗИКИ

Глава 5. Атомне ядро

§ 5.1. Склад і характеристика атомного ядра

Як уже згадувалось в §4.1, атом складається з позитивно зарядженого ядра і електронної оболонки, причому маса атома в основному зосереджена в ядрі - малій області діаметром $d \sim 10^{-14} \dots 10^{-15} \text{ м}$ (див. рис.28). Після відкриття нейтрона (Дж. Чедвик, 1932 р.) вчені Д.Д. Іваненко і В. Гейзенберг незалежно один від одного висунули гіпотезу про **протонно-нейтронну** будову ядер. Ця гіпотеза пояснює всі нині відомі експериментальні факти і є на сьогодні загально-прийнятною. Елементарні частинки протони і нейтрони називають ще **нуклонами** [2, 4].

•Носієм позитивних зарядів у ядрі є **протон**, його заряд дорівнює чисельно заряду електрона, тобто $e = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$. В цілому заряд ядра дорівнює Ze , де Z – ціле число, яке вказує на порядковий номер хімічного елемента в таблиці Менделєєва.

Масу атомів і атомних ядер прийнято з 1961 р. виражати в уніфікованих **атомних одиницях маси** (а.о.м.). Уніфікована атомна одиниця маси дорівнює $1/12$ маси нейтрального атома вуглецю ^{12}C . Крім того, згідно з формулою Ейнштейна $E = m \cdot c^2$ масу можна виражати також в одиницях енергії. Відповідні обчислення дають такі співвідношення:

$$1 \text{ а.о.м.} = 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ кг} = 931,50 \text{ MeV}.$$

Протон має **масу**

$$m_p = 1,00759 \text{ а.о.м.} = 938,28 \text{ MeV},$$

спін $s = \frac{1}{2}$ і **власний магнітний момент** $m_p = +2,79 m_\pi$, де

$m_{\text{я}}$ - ядерний магнетон (одиниця, якою вимірюють магнітні моменти нуклонів):

$$m_{\text{я}} = \frac{e\hbar}{2m_p} = 5,05 \cdot 10^{-27} \text{ Дж/Тл.}$$

Протон є стабільною частинкою.

У **нейтрона** електричний заряд дорівнює нулю, а маса трохи більше маси протона:

$$m_n = 1,00898 \text{ а.о.м.} = 939,55 \text{ MeV},$$

спін $s = \frac{1}{2}$ і **власний магнітний момент** $m_p = -1,91 m_{\text{я}}$. Знак мінус означає, що спін і магнітний момент у нейтрона протилежно напрямлені. Вільний нейтрон є нестабільною частинкою і самочинно розпадається (період піврозпаду становить ~ 12 хв.), в результаті чого виникають протон, електрон і електронне антинейтрино:

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

Для порівняння нагадаємо, що маса електрона становить $m_e = 0,511 \text{ MeV}$, що менше маси протона в 1836 разів, спін також $s = \frac{1}{2}$, а власний магнітний момент дорівнює *магнетону Бора*

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

який більше ядерного магнетона в 660 разів [3].

• Для позначення ядер користуються символом

$${}^A_Z \text{X},$$

де X – символ хімічного елемента в таблиці Менделєєва, Z – *зарядове число*, яке дорівнює кількості протонів, A – *масове число*, яке дорівнює кількості нуклонів у ядрі. Тоді кількість нейтронів у ядрі становить $N = A - Z$. Масове число A виражає масу ядра в а.о.м., *заокруглену* до найближчого цілого числа. Атоми з даним числом протонів і нейтронів прийнято називати **нуклідами**.

Нукліди з однаковим зарядовим числом Z, але різними ма-

совими числами A називаються **ізотопами**. Атоми ізотопів мають практично майже однакові фізичні та хімічні властивості. Це пояснюється тим, що маючи однакову кількість протонів, вони мають практично однакові за своєю будовою електронні оболонки. Як приклади наведемо ізотопи водню (дейтерій і тритій) ${}^1_1\text{H}$, ${}^2_1\text{D}$, ${}^3_1\text{T}$, гелію ${}^3_2\text{He}$, ${}^4_2\text{He}$, урану (чотирнадцять ізотопів) від ${}^{227}_{92}\text{U}$ до ${}^{240}_{92}\text{U}$.

Нукліди з однаковими масовими числами A , але різними Z називаються **ізобарами**, наприклад, ${}^{40}_{18}\text{Ar}$ та ${}^{40}_{20}\text{Ca}$.

Атоми, ядра яких мають однакову кількість нейтронів N , називають **ізотонами**: ${}^{13}_6\text{C}$ та ${}^{14}_7\text{N}$, ${}^3_1\text{T}$ та ${}^4_2\text{He}$.

Атоми, ядра яких мають однакові A і Z , але відрізняються періодом піврозпаду, називаються **ізомерами**, наприклад, ${}^{80}_{35}\text{Br}$ (є атоми з $T_{1/2} = 18\text{хв}$ і $T_{1/2} = 4,4\text{год}$).

Інформацію про **розміри і форму** ядра можна здобути, вивчаючи розсіяння заряджених частинок і нейтронів на ядрах. Досліди показують, що для всіх ядер характерна осьова симетрія, тобто ядра мають сферичну форму або є еліпсоїдом обертання [4]. Радіуси ядер залежать від кількості нуклонів A і визначаються емпіричною формулою

$$r = (1,3...1,5)\sqrt[3]{A} \cdot 10^{-15}\text{м}. \quad (5-1)$$

З формули (5-1) випливає, що об'єми ядер пропорційні масовому числу A , а це означає, що густина ядерної речовини ρ для всіх ядер майже однакова. Відповідний підрахунок для неї дає результат $\rho \approx (1,8...2,0) \cdot 10^{17}\text{кг/м}^3$, що є дуже значною величиною.

Спін ядра як цілого утворюється *спінами та орбітальними моментами* нуклонів, що його складають. Спін нуклонів дорівнює $\frac{1}{2}$ (в одиницях \hbar), разом з тим, спін ядра I не перевищує кілька одиниць, що значно менше, ніж $A/2$. Це означає, що моменти імпульсів більшості нуклонів в ядрі (а також магнітні моменти) взаємно протилежно напрямлені і

компенсуються. Так, наприклад, у ядер з парною кількістю протонів і нейтронів спін основного стану $I = 0$ [2, 3].

§ 5.2. Дефект маси та енергія зв'язку ядер

· Вимірювання, проведені з високою точністю, показують, що маса ядра завжди менша суми мас частинок, з яких воно складається. **Дефектом маси** ядра Δm називають різницю між масою нуклонів, які утворюють ядро, і масою ядра, тобто

$$\Delta m = [Zm_p + (A - Z)m_n] - M_{\text{я}}. \quad (5-2)$$

Це пояснюється тим, що при утворенні ядра виділяється деяка кількість енергії. Ядро є стабільною системою, яка являє собою потенціальну яму для нуклонів. Між нуклонами в ядрі діють сили, що їх утримують. Тепер, щоб віддалити нуклони на такі відстані, коли вони не взаємодіють між собою, треба виконати роботу, яка дорівнює **енергії зв'язку** $E_{\text{зв}}$ нуклонів в ядрі (рис.54). На підставі закону зв'язку маси й

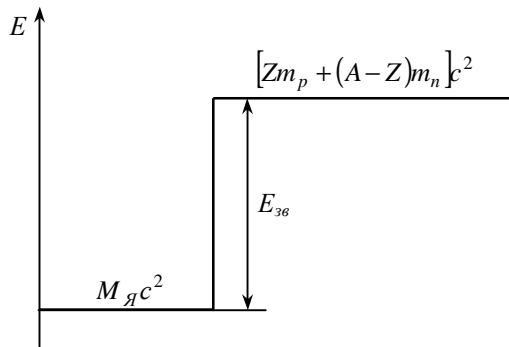


Рис. 54

енергії можна записати, що

$$E_{\text{зв}} = \Delta m \cdot c^2. \quad (5-3)$$

Оскільки більш точно вимірюються маси атомів, а не ядер, то у виразі (5-2) масу протона замінюють на масу атома водню, додавши тим самим Z мас електронів, а масу ядра – на

масу відповідного нукліда, що теж має Z електронів. Тоді формула (5-3) з урахуванням змін до формули (5-2) набуде такого вигляду:

$$E_{\text{зв}} = \Delta m \cdot c^2 = [Zm_H + (A - Z)m_n - M_A] \cdot c^2 \quad (5-4)$$

Отже, енергія зв'язку $E_{\text{зв}}$ - це та енергія, що виділяється при утворенні ядра з окремих нуклонів.

• Енергію зв'язку, що припадає в середньому на один нуклон $E_{\text{зв}}/A$, називають **питомою енергією зв'язку**. Вона є характеристикою *стійкості ядра*. Питоме енергія зв'язку залежить від складу ядра і для більшості ядер (за виключенням дуже легких) змінюється мало, приблизно від 7 до 8,7 МеВ/нуклон (рис.55). Найбільш стійкими є ядра з масо-

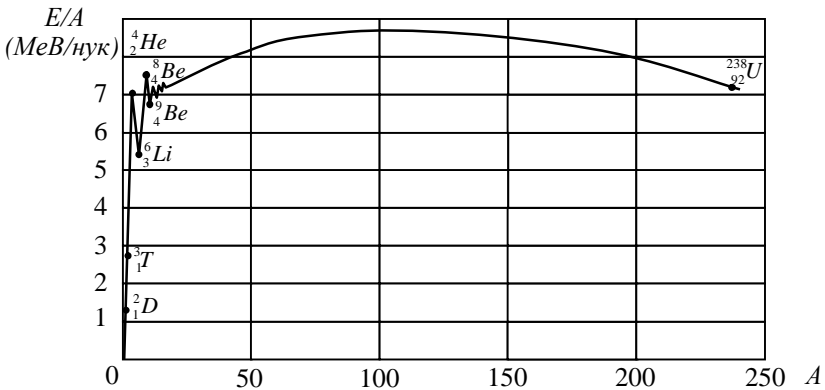


Рис.55

вими числами $A \sim 50 \dots 60$ (це елементи від Cr до Zn), у яких $E_{\text{зв}}/A$ досягає 8,7 МеВ/нуклон. Для ядер з більшим та меншим значенням A питома енергія зв'язку зменшується. Так, наприклад, для ${}^{238}_{92}\text{U}$ вона дорівнює 7,5 МеВ/нуклон, а для легких ядер спостерігаються стрибки значень цієї величини (для дейтерію ${}^2_1\text{D}$ – 1,11, тритію ${}^3_1\text{T}$ – 2,78, нуклідів гелію ${}^3_2\text{He}$ – 2,58 та ${}^4_2\text{He}$ – 7,07, нуклідів літію ${}^6_3\text{Li}$ – 5,30 та ${}^7_3\text{Li}$ –

5,57, берилію ${}^9_4\text{Be}$ – 6,42 MeB/нуклон.

Таким чином, більш стійкими є ядра елементів середньої частини таблиці Менделєєва. Це означає, що енергетично вигідним є поділ важких ядер з утворенням ядер середньої частини таблиці з більшою енергією зв'язку, що призведе до вивільнення внутрішньоядерної енергії. Також вивільнення енергії можливе при синтезі (об'єднанні) легких ядер, наприклад, дейтерію або тритію в ядро гелію ${}^4_2\text{He}$, який має значно більшу енергію зв'язку. Відповідні обчислення дають такі величини для вивільненої внутрішньоядерної енергії: поділ одного ядра урану – 240 MeB, об'єднання двох атомів дейтерію в ядро гелію ${}^4_2\text{He}$ – 24 MeB.

§ 5.3. Ядерні сили та моделі атомного ядра

•Хоча в склад ядра входить Z протонів, між якими має місце кулонівське відштовхування, ядра є стійкими системами, причому енергія зв'язку на один нуклон більша за енергію іонізації атомів у мільйони разів. Це свідчить про те, що між нуклонами діють специфічні сили притягання, які називають **ядерними силами**. Ядерні сили не можуть бути зведені до електромагнітної або гравітаційної взаємодії. Хоча природа ядерних сил ще залишається невивченою до кінця, певні особливості їх досить добре відомі. Розглянемо основні властивості цих сил [1, ...,5, 19].

1. Ядерні сили є **короткодійними**. Вони діють на відстанях, які дещо перевищують розмір ядра, тобто кілька *фермі* (це – одиниця довжини, що використовується в ядерній фізиці, $1\text{Ф} = 10^{-15}\text{ м}$).
2. Ці сили є **досить значними** за величиною, вони досягають 8,7 MeB/нуклон для найбільш стійких ядер.
3. Вони виявляють **зарядову незалежність**, тобто є однако-вими при взаємодії заряджених і нейтральних нуклонів,

тобто $p-p$, $p-n$, $n-n$.

4. Ядерні сили **не є центрально-симетричними**, тобто вони не направлені вздовж прямої, яка проходить через центри нуклонів.
5. Величина ядерної взаємодії залежить від взаємної **орієнтації спінів** нуклонів. Наприклад, ядро дейтона ${}^2_1\text{D}$ утворюється тоді, коли спіни протона і нейтрона паралельні. Також величина ядерних сил між нуклонами залежить від взаємної **орієнтації орбітальних моментів** протонів та нейтронів.
6. Ядерні сили мають властивість **насичення**, тобто кожний нуклон в ядрі взаємодіє з обмеженою кількістю найближчих сусідів. Це призводить до того, що питома енергія зв'язку в ядрах з різними масовими числами A мало відрізняється. Треба також зауважити, що на відстанях $r < 0,5 \text{ Ф}$ між нуклонами починають переважати сили відштовхування, які перешкоджають колапсу ядер, тобто стисканню в точку.

Пояснення *механізму ядерної взаємодії* з квантових позицій була запропонована В.Гейзенбергом і радянським фізиком І.Є.Таммом (1934 р.). Згідно з їх гіпотезою ядерні сили забезпечуються обмінною взаємодією між нуклонами за допомогою третіх частинок, які є **квантами поля ядерних сил**. Час життя цих частинок $\Delta t \sim 10^{-23} \text{ с}$, відстані, які вони можуть пройти за цей час, $r = \Delta t \cdot c \sim 10^{-15} \text{ м}$. Використовуючи співвідношення невизначеностей (2-8) для енергії й часу, а також зв'язок маси й енергії, маса цих частинок визначиться як

$$m \approx \frac{\Delta E}{c^2} = \frac{\hbar}{\Delta t \cdot c^2}. \quad (5-5)$$

Оцінка маси за формулою (5-5) дає $m \approx 10^{-28} \text{ кг} \sim 100 m_e$.

У 1935 р. японський фізик Х.Юкава передбачив, що ядерні сили зумовлені частинками, маса яких дорівнює 200 ... 300

мас електронів. Ці частинки було названо *мезонами* (середні, серединні), оскільки вони мають масу, що є проміжною між електронами і нуклонами. У 1947 р. такі частинки були відкриті в космічному випромінюванні. Їх назвали *p*-мезонами або **піонами**. Виявилось, що існує три типи піонів: p^+ , p^- і p^0 . Заряджені піони мають масу $273 m_e$, час життя $\sim 10^{-8} \text{ с}$, а нейтральний - $264 m_e$ і час життя $\sim 10^{-16} \text{ с}$.

Вважається, що кожний нуклон постійно випромінює і поглинає піони за схемою

$$p = n + p^+, \quad n = p + p^-, \quad p = p + p^0, \quad n = n + p^0,$$

тобто ніби оточений хмаринкою *p*-мезонів (рис.56,а). Ці *p*-мезони називаються *віртуальними*, тобто такими, що не можуть бути спостережувані за короткий час їх існування. Якщо поблизу знаходиться інший нуклон, то відбувається обмін *p*-мезонами (рис.56,б), і таким чином з'являються сили

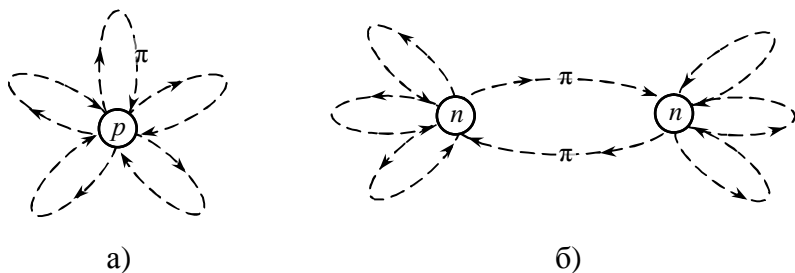


Рис.56

ядерної взаємодії. Отже, *p*-мезони є носіями або квантами поля ядерних сил.

• Дуже складна і багатогранна природа ядерних сил, відсутність аналітичного виразу закону для їх опису стали причиною того, що до сих пір не існує закінченої і всеосяжної теорії ядра. Для описання властивостей ядер створено ряд фізичних моделей. Жодна з них *не відображає всіх* властивостей надто складної квантово-механічної системи, якою є атомне ядро. Використання тієї або іншої моделі зумовлене

її придатністю для опису певного аспекту явищ, які розглядаються. Першими моделями ядра були *краплинна модель* і *модель ядерних оболонок*. Обмежимося їх стислим описом.

Краплинна модель ядра. Прояв насиченості ядерних сил і пов'язана з нею мала стисливість ядерної речовини роблять ядро подібним до краплини зарядженої рідини. Між поведінкою нуклонів у ядрі та молекул у краплині рідини досить багато спільного. Так, для молекул рідини характерним є взаємодія з обмеженою кількістю сусідніх молекул, густина рідини теж майже не залежить від розмірів краплини і т.ін. У 1935 р. німецький фізик-теоретик К.Вейцеккер запропонував, виходячи з такого уявлення, напівемпіричну формулу для енергії зв'язку ядра, яка добре узгоджується з експериментальними результатами. На основі краплинної моделі Н.Бор і незалежно від нього радянський фізик Я.І.Френкель дали пояснення процесу поділу важких ядер під дією нейтронів (1939 р.). Нейтрон, не маючи електричного заряду, безперешкодно входить в ядро, віддає йому свою енергію і створює проміжне ядро, яке перебуває у збудженому стані. Проміжне ядро починає пульсувати, деформується і завдяки кулонівським силам відштовхування розривається на дві приблизно однакові частини, при цьому виникають дрібніші краплини, що нагадують інші частинки в процесі ядерних перетворень (рис.57).

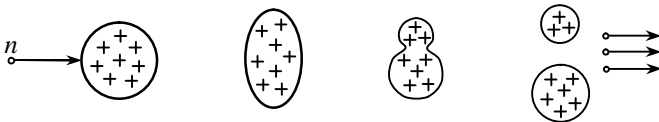


Рис.57

Випромінювання α - частинок у процесі радіоактивного розпаду ядер розглядається як відокремлення маленької краплинки нейтронно-протонної рідини від великої краплі-ядра.

При цьому α - частинка в ядрі не існує в готовому вигляді, а формується при радіоактивному перетворенні. Виходу α -частинок з ядра перешкоджає енергетичний бар'єр, який в краплинній моделі пояснюється енергією поверхневого натягу рідини ядра-краплини.

Хоча краплинна модель давала успішне пояснення стійкості ядер, процесу ядерних перетворень за допомогою проміжного складеного ядра, α -радіоактивності, однак вона виявилась неспроможною описати періодичну зміну властивостей ядер залежно від масового числа A .

Модель ядерних оболонок. У 1950 р. фізики-теоретики Марія Гепперт-Майєр (США) та Х.Ієнсен (ФРН) незалежно один від одного розробили *оболонкову* модель ядра [4,5,7]. Якщо за краплинною моделлю нуклони в ядрі рухаються хаотично, то в оболонковій моделі вважається, що кожний нуклон рухається майже незалежно у самоузгодженому полі ядерних сил, яке створене всіма іншими нуклонами. Застосовуючи до нуклонів рівняння Шредінгера, можна одержати дискретний набір дозволених значень енергії для протонів і нейтронів у ядрі. Ці енергетичні рівні (окремо для протонів і нейтронів) групуються в оболонки і підоболонки, в яких може перебувати певна кількість відповідних нуклонів з урахуванням принципу Паулі.

Більш стійкими є *парно-парні* ядра, тобто ядра з парною кількістю протонів і нейтронів, далі йдуть *парно-непарні*, і зовсім низька стабільність у *непарно-непарних* ядер (див. енергію зв'язку $E_{зв}$ на рис.55). Це свідчить про те, що однакові нуклони, об'єднуючись у пари з нульовим сумарним моментом імпульсу, утворюють найбільш енергетично вигідний стан.

Слід чекати, що ядра із заповненими нуклонними оболонками мають підвищену стійкість, подібно до атомів із заповненими електронними оболонками (інертні газ). Експериментально підтверджено, що найбільш стійкими ядрами є

такі, в яких кількість протонів або нейтронів дорівнює 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 і 152 (останні два числа стосуються тільки нейтронів). Ці числа називаються *магічними*. Є ядра, в яких і кількість нейтронів, і кількість протонів дорівнюють магічним числам, наприклад, ${}^4_2\text{He}$, ${}^{16}_8\text{O}$, ${}^{40}_{20}\text{Ca}$, ${}^{48}_{20}\text{Ca}$, ${}^{208}_{82}\text{Pb}$. Такі “двічі магічні” ядра мають особливо велику стійкість. Відповідні розрахунки, зроблені на підставі оболонкової моделі ядра з урахуванням сильного спін-орбітального зв'язку для нуклонів, привели до результатів, що збігаються з магічними числами для заповнених нуклонних оболонок.

Крім розглянутих, існують ще кілька моделей атомних ядер, зокрема *узагальнена модель*, яка об'єднує крапельну та оболонкову моделі, й отже, є придатною для опису більшості експериментальних результатів.

§ 5.4. Радіоактивність

У природі існує приблизно 1500 різних ядер, з яких стабільними є ~25%, решта – з часом розпадаються, утворюючи нові ядра і частинки.

• **Радіоактивністю** називається самочинне перетворення одних атомних ядер (*материнських*) в інші ядра (*дочірні*), яке супроводжується α -, β -, γ - випромінюванням або емісією інших частинок (нейтронів, протонів тощо) [1,...,5].

Радіоактивність поділяють на *природну* і *штучну* залежно від того, стосується це ядер, що існують у природних умовах чи одержаних штучно в процесі ядерних реакцій. Принципової різниці між ними нема. До радіоактивних відносять ядра, час життя яких можна виміряти радіотехнічними методами, а це становить від 10^{-9}с до 10^{22}років . Значний внесок у вивчення радіоактивності зробили такі видатні вчені, як А.Беккерель, Марія Склодовська-Кюрі, П.Кюрі, І.В.Курчатова та ін.

Теорія радіоактивного розпаду (Е. Резерфорд, Ф. Содді)

ґрунтується на припущенні самочинності перетворення ядер. Як свідчать досліди, на процес радіоактивного розпаду не впливають зовнішні чинники (наприклад, температура, тиск, електромагнітне поле, агрегатний стан речовини тощо). Це означає, що радіоактивність є суто внутрішньоядерна властивість.

Для одержання закону зміни кількості радіоактивних ядер від часу t введемо поняття ймовірності I того, що ядро зазнає розпаду за одиницю часу. Якщо на момент часу t було N радіоактивних ядер, то середня кількість ядер, що розпадеться за час dt буде пропорційною як N , так і dt . Це призведе до зміни початкової кількості ядер на величину

$$dN = -NI \cdot dt, \quad (5-6)$$

причому знак мінус свідчить про зменшення кількості материнських ядер. Величину I називають *сталю розпаду*. Розділяючи змінні в (5-6) і записуючи інтеграл, одержимо вираз

$$\int_{N_0}^N \frac{dN}{N} = - \int_0^t I \cdot dt, \quad (5-7)$$

де N_0 кількість ядер на момент часу $t = 0$. Після інтегрування маємо

$$N = N_0 \cdot e^{-I \cdot t}. \quad (5-8)$$

Вираз (5-8) відображає **закон радіоактивного розпаду**: кількість радіоактивних ядер з часом зменшується за експонентою. Графічно цей закон представлений на рис.58.

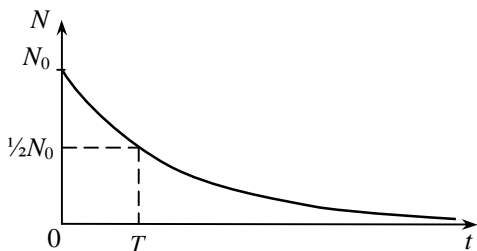


Рис.58

Проміжок часу, протягом якого в середньому розпадається половина початкової кількості ядер, називається **періодом піврозпаду** T . Для знаходження T скористаємось формулою

$$(5-8): \quad \frac{1}{2} N_0 = N_0 \cdot e^{-\lambda T}, \text{ звідки}$$

$$T = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda}. \quad (5-9)$$

Можна показати [1], що *середній час життя* t радіоактивного ядра виражається формулою

$$t = \frac{1}{\lambda}. \quad (5-10)$$

Періоди піврозпаду для різних природних ізотопів можуть сильно відрізнятися, наприклад, для урану-238 $T = 4,5 \cdot 10^9$ років, а для полонію-212 $T = 4,5 \cdot 10^{-7} \text{ с}$.

•Важливою характеристикою *всієї речовини*, що містить радіоактивні ізотопи, є **активність радіоактивного препарату** a [3, 4]. Ця величина описує інтенсивність радіоактивного розпаду і вимірюється кількістю розпадів за одиницю часу, тобто

$$a = \left| \frac{dN}{dt} \right| = \lambda \cdot N. \quad (5-11)$$

В СІ за одиницю активності препарату беруть один розпад за секунду – беккерель (Bk). На практиці широке застосування знайшла позасистемна одиниця активності – кюрі (Ki): $1Ki = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ розпадів/с}$. Активність $1 Ki$ – це дуже велика величина, вона відповідає активності $1g$ радію. Згідно з формулою (5-8), що описує закон радіоактивного розпаду, активність a радіоактивного препарату (5-11) з часом зменшується теж за експоненціальним законом.

Часто буває, що в ході розпаду дочірні ядра у свою чергу є радіоактивними і теж розпадаються, і т.д. В результаті виникає ціла послідовність радіоактивних перетворень.

На завершення зазначимо, що необхідна умова радіоактивного розпаду полягає в тому, що маса вихідного (материнського) ядра повинна перевищувати суму мас продуктів розпаду. Це призводить до того, що кожний радіоактивний розпад супроводжується виділенням енергії у вигляді кінетичної енергії продуктів розпаду, а також електромагнітного випромінювання дочірнього ядра.

§ 5.5. Основні типи радіоактивного розпаду

Основними типами радіоактивності є альфа-, бета- та гама-розпади [1,...,5, 19]

•**Альфа-розпад.** Явище α -розпаду полягає в тому, що ядро самочинно розпадається, випромінюючи α -частинки – ядра гелію ${}^4_2\text{He}$. Схема α -розпаду має вигляд



де X – материнське ядро, Y – дочірнє ядро, зарядове число якого менше на 2 і масове число менше на 4, тому що два протони і два нейтрони пішли на утворення α -частинки.

Дослідження показали, що α -розпад в основному спостерігається для важких ядер з $Z > 83$ і невеликої групи рідкісноземельних елементів. Енергія α -частинок для важких елементів

лежить в межах $4 \dots 9 \text{ MeV}$, що відповідає їх швидкості $V_\alpha \sim 10^7 \text{ м/с}$.

Найчастіше при α -розпаді виникає кілька моноенергетичних груп α -частинок, що мають різні енергії. Це пояснюється тим, що дочірні ядра можуть виникати не тільки в основному, але й у збуджених станах, енергія яких є дискретною (рис.59).

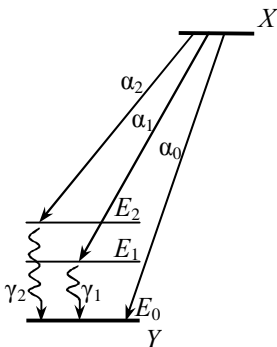


Рис.59

Згідно з сучасною теорією α -розпаду α -частинка не існує в готовому вигляді всередині ядра. Вона утворюється безпосередньо перед вильотом з ядра в момент його розпаду. Формуючись з нуклонів, α -частинка знаходиться в ядрі як у потенціальній ямі, яка зумовлюється дією ядерних сил. За межами ядра потенціальна енергія α -частинки визначається кулонівською взаємодією з позитивно зарядженим ядром (рис.60). Відповідні обчислення показують, що висота потенціального бар'єра перевищує енергію α -частинок, яка в середньому дорівнює 6 MeV .

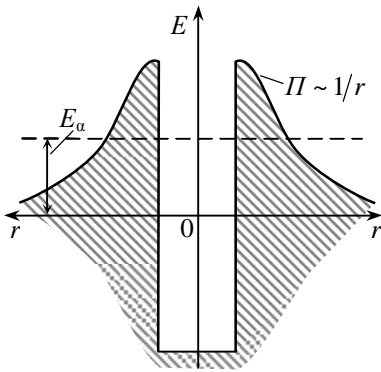


Рис.60

Пояснення виходу з ядра α -частинки можна дати тільки на підставі суто квантовомеханічного явища – *тунельного ефекту* (див. § 3.4, рис.24, рис.25). Згідно з формулою (3-23) прозорість потенціального бар'єра буде більшою для тих ядер, де

енергія α -частинок є більшою. Це означає, що такі ядра матимуть більшу сталу розпаду I і менший період піврозпаду T .

•**Бета-розпад.** Явище b -розпаду полягає в самочинному перетворенні вихідного (материнського) ядра в інше (дочірнє) ядро-ізобару, зарядове число якого відрізняється на $\Delta Z = \pm 1$. Це пов'язано з тим, що ядро випромінює електрон (позитрон) або захоплює електрон з оболонки атома. Розрізняють три різновиди b -розпаду: електронний (b^- -розпад), позитронний (b^+ -розпад) і K -захоплення. Періоди піврозпаду b -радіоактивних ядер знаходяться в широкому діапазоні від $\sim 10^{-2} \text{ с}$ до $\sim 10^{12}$ років.

Бета-розпади спостерігаються завжди, коли вони дозво-

лені енергетично, тобто коли маса початкового b -радіоактивного ядра більше, ніж сума мас кінцевого ядра і електрона (позитрона). На відміну від a -розпаду, де a -частинки мають певні значення енергії, спектр енергій b -частинок є **неперервним** у межах від 0 до E_{\max} (рис.61). Для пояснення

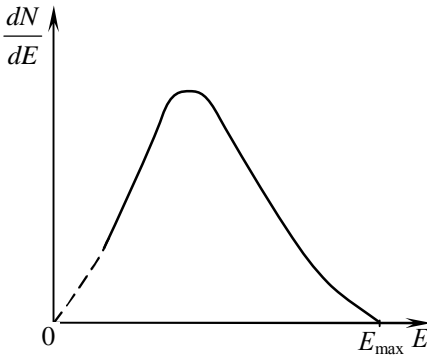


Рис.61

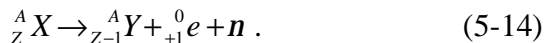
цієї особливості довелося припустити, що в процесі b -розпаду з ядра крім електрона (позитрона) викидається ще одна частинка, яка згодом була знайдена й одержала назву *нейтрино*. Якщо різниця енергій материнського і дочірнього ядер, яка пов'язана з їх масами, дорівнює E_{\max} , то вона має перерозподілятися між дво-

ма частинками. Крім того, присутність другої частинки при b -розпаді впливає із законів збереження імпульсу і моменту імпульсу. Подальші експериментальні дослідження підтвердили існування електрично нейтральної частинки з масою спокою $m < 0,5 \cdot 10^{-3} m_e$ і спіном $1/2$, яка надзвичайно слабо взаємодіє з речовиною.

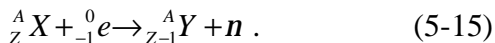
Електронний розпад відбувається з випромінюванням електрона й антинейтрино за схемою



При *позитронному розпаді* разом з позитроном з ядра викидається нейтрино:

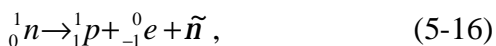


K – захоплення відбувається як процес захоплення ядром власного електрона (найчастіше з K – оболонки атома) за схемою



На звільнене електроном місце в K – оболонці переходять електрони з інших оболонок (L , N , і т.д.), тому K – захоплення супроводжується характеристичним рентгенівським випромінюванням (див. § 4.7).

Оскільки в процесі β - розпаду масове число A не змінюється, то це означає, що в ядрі відбувається перетворення нейтрона в протон або навпаки, протона в нейтрон, за схемами



Це дозволяє стверджувати, що β - розпад є внутрішньо-нуклонним процесом.

Якщо схеми (5-16) і (5-18) енергетично не суперечливі, то схема (5-17), на перший погляд, не може бути реалізована, адже $m_p < m_n$. Проте треба враховувати, що в ядрі протон не є ізольованим і може одержати додаткову енергію в процесі її перерозподілу між нуклонами ядра, тоді процес (5-17) стає можливим.

•**Гамма-розпад.** Більшість дочірніх ядер, що виникають внаслідок α - та β - розпадів, перебувають у збуджених станах (див. рис.59). *Процес g - розпаду полягає у випромінюванні збудженим ядром g -квантів при переході їх в основний стан.* Істотно те, що спектр g -випромінювання є дискретним, тому що дискретними будуть стани дочірніх ядер. Енергія g -квантів може лежати в широких межах від 10 кеВ до 5 МеВ .

Вільний нуклон не може випромінювати g -квант, оскільки це порушує одночасно закони збереження енергії, імпульсу і моменту імпульсу. Однак такий процес є можливим і дійсно відбувається всередині ядра, коли g -квант обмінюється взаємодією з усіма нуклонами ядра. Таким чином, на відміну від

b-розпаду, *g*-розпад – процес *внутрішньоядерний*, а не внутрішньонуклонний.

Збуджене ядро може перейти в основний стан іншим шляхом – безпосередньою передачею енергії одному з електронів атома в *K*-, *L*-, *M*- оболонках. Цей процес називають *внутрішньою конверсією* електронів. На відміну від електронів *b*-розпаду електрони внутрішньої конверсії моноенергетичні, а сам процес супроводжується тяж характеристичним рентгенівським випромінюванням.

•Крім розглянутих вище існують ще такі типи радіоактивності ядер, як **протонна**, а також **спонтанний поділ важких ядер**. У випадку протонної радіоактивності материнське ядро перетворюється в дочірнє, викидаючи один або два протони. Для важких ядер, зокрема для урану, спостерігається такий процес, як самочинний поділ на два приблизно однакових ядра.

Всі ядра з масовим числом $A > 209$ є нестабільними щодо *a*-розпаду через збільшення кулонівського відштовхування між протонами. Після *a*-розпаду нові ядра стають перевантаженими нейтронами і схильні до *b*-розпаду, коли в ядрі один з нейтронів перетворюється в протон. Таким чином, важке нестабільне ядро проходить послідовність *a*- і *b*-розпадів, утворюючи так званий **радіоактивний ряд**, який закінчується стабільним нуклідом.

Існує всього чотири радіоактивні ряди, які схематично можна представити так:

- 1) ряд торію - ${}_{90}^{232}\text{Th} \rightarrow (6a + 4b) \rightarrow \dots \rightarrow {}_{82}^{208}\text{Pb}$, $T = 1,4 \cdot 10^{10}$ років;
- 2) ряд урану - ${}_{92}^{238}\text{U} \rightarrow (8a + 6b) \rightarrow \dots \rightarrow {}_{82}^{206}\text{Pb}$, $T = 4,5 \cdot 10^9$ років;
- 3) ряд актинію - ${}_{92}^{235}\text{U} \rightarrow (7a + 4b) \rightarrow \dots \rightarrow {}_{83}^{207}\text{Pb}$, $T = 7,3 \cdot 10^8$ років;
- 4) ряд нептунію - ${}_{93}^{237}\text{Np} \rightarrow (7a + 4b) \rightarrow \dots \rightarrow {}_{83}^{209}\text{Bi}$, $T = 2,2 \cdot 10^6$ років.

Тут указані початковий нуклід ряду, кінцевий стабільний нуклід, кількість *a*- і *b*-розпадів, а також період піврозпаду

найбільш довгоживучого ізотопу. З розглянутих радіоактивних рядів випливає, що періоди піврозпаду співмірні з часом життя Сонячної системи й існування Землі. В родовищах урану і торію накопичується стабільний елемент свинець. Із співвідношення кількості вихідних і кінцевих нуклідів можна робити оцінку геологічного віку земної кори.

Задачі

5.1. Енергія зв'язку ядра. Знайти питому енергію зв'язку для ядер вуглецю-12 та свинцю-206.

Розв'язання. Ядро нукліда $^{12}_6\text{C}$ має зарядове число $Z=6$, а масове число $A=12$, тобто складається з шести протонів і шести нейтронів. За формулою (5-4) знайдемо енергію зв'язку ядра $^{12}_6\text{C}$, взявши з таблиці маси нейтрона, нуклідів вуглецю-12 $M_C = 12,00000$ а.о.м. та водню $m_H = 1,00783$ а.о.м., а також враховуючи, що $1 \text{ а.о.м.} = 931,5 \text{ MeV}$:

$$E_{36} = 931,5 \cdot [6 \cdot 1,00783 + (12 - 6) \cdot 1,00867 - 12,00000] = 92,2 \text{ MeV}.$$

Питому енергію зв'язку знайдемо, поділивши одержане значення на кількість нуклонів, тобто

$$\frac{E_{36}}{A} = \frac{92,2}{12} = 7,68 \text{ MeV/нуклон}.$$

Нуклід $^{206}_{82}\text{Pb}$ має $A=206$ і $Z=82$, тобто 82 протони і 124 нейтрони, його маса $M_{Pb} = 205,97446$ а.о.м. Обчислюємо енергію зв'язку для ядра свинцю-206

$$E_{36} = 931,5 \cdot [82 \cdot 1,00783 + (206 - 82) \cdot 1,00867 - 205,97446] = 1623,2 \text{ MeV}.$$

Для питомої енергії зв'язку матимемо

$$\frac{E_{36}}{A} = \frac{1623,2}{206} = 7,88 \text{ MeV/нуклон}.$$

5.2. Закон радіоактивного розпаду. В урановій руді відношення кількості ядер урану - 238 до кількості ядер свинцю-206 становить $k=2,8$. Оцінити вік руди, припускаючи, що весь свинець є кінцевим продуктом уранового ряду.

Р о з в' я з а н н я . Період піврозпаду ядра нукліда $^{238}_{92}\text{U}$ $T = 4,5 \cdot 10^9$ років. Згідно з законом радіоактивного розпаду (5-8) кількість первинних радіоактивних ядер зменшується експоненціально, тобто

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

Початкова кількість радіоактивних ядер у руді дорівнює сумі наявних ядер урану N_U і ядер свинцю N_{Pb} , які утворились з урану внаслідок розпаду, тобто $N_0 = N_U + N_{Pb}$.

Тоді (1) набирає вигляду

$$N_U = (N_U + N_{Pb}) \cdot e^{-\lambda t}. \quad (2)$$

Оскільки $k = N_U / N_{Pb}$, то початкову кількість ядер урану можна записати так:

$$N_0 = k \cdot N_{Pb} + N_{Pb} = N_{Pb} (k + 1). \quad (3)$$

Підставляючи (3) в (2), матимемо $kN_{Pb} = N_{Pb} (k + 1)e^{-\lambda t}$, звідки одержуємо

$$\frac{k}{k + 1} = e^{-\lambda t}. \quad (4)$$

Взявши логарифм натуральний від (4) і замінивши λ згідно з формулою (5-9), знайдемо час, що дорівнює віку існування руди

$$t = \frac{1}{\lambda} \cdot \ln \frac{k + 1}{k} = \frac{T}{\ln 2} \cdot \ln \frac{k + 1}{k}. \quad (5)$$

Виконаємо обчислення:

$$t = \frac{4,5 \cdot 10^9}{0,693} \cdot \ln \frac{2,8 + 1}{2,8} = 1,98 \cdot 10^9 \text{ років.}$$

5.3. Період піврозпаду. Період піврозпаду ядра нукліда йоду $^{131}_{53}\text{I}$, який є β^- -радіоактивним, дорівнює $T \sim 8$ діб. Порівняти зменшення кількості радіоактивного йоду за 2 місяці (60 діб) і за 3 місяці (90 діб)?

Р о з в' я з а н н я. На підставі закону радіоактивного розпаду (5-8), а також формули (5-9), відношення початкової кількості ядер N_0 до поточної кількості радіоактивних ядер N на момент часу t визначається як

$$\frac{N_0}{N} = e^{t/T} = e^{\frac{\ln 2}{T} t}. \quad (6)$$

Логарифмуючи вираз (6), одержимо

$$\ln \frac{N_0}{N} = \frac{t}{T} \cdot \ln 2 = \ln 2^{\frac{t}{T}}. \quad (7)$$

Прирівнюючи вирази під знаком логарифма (7), матимемо

$$\frac{N_0}{N} = 2^{\frac{t}{T}} = 2^n, \quad (8)$$

де $n = t/T$ – показник, що дорівнює кількості періодів піврозпаду за час t . Формула (8) є зручною для проведення обчислень:

$$\begin{aligned} \left(\frac{N_0}{N} \right)_{2\text{міс}} &= 2^{\frac{60}{8}} = 2^{7,5} = 181, \\ \left(\frac{N_0}{N} \right)_{3\text{міс}} &= 2^{\frac{90}{8}} = 2^{11,25} = 2435. \end{aligned}$$

Отже, за 3 місяці зменшення радіоактивного йоду порівняно з терміном 2 місяці відрізняється в $\frac{2435}{181} \approx 13,5$ рази.

5.4. Активність радіоактивного препарату. Знайти активність 1 мг стронцію $^{90}_{38}\text{Sr}$. Яка кількість урану $^{238}_{92}\text{U}$ матиме таку ж саму активність?

Р о з в' я з а н н я. Згідно з формулами (5-11) і (5-9) актив-

ність радіоактивного препарату

$$a = I \cdot N = \frac{0,693}{T} \cdot N, \quad (9)$$

де I - стала розпаду, T – період піврозпаду, N – кількість атомів радіоактивного препарату. Періоди піврозпаду для згадуваних нуклідів такі:

$$T_{Sr} = 28 \text{ років} = 8,85 \cdot 10^8 \text{ с}, \quad T_U = 4,5 \cdot 10^9 \text{ років} = 1,4 \cdot 10^{17} \text{ с}.$$

1 кмоль речовини містить $N_A = 6,02 \cdot 10^{26}$ атомів (число Авогадро). Тоді в масі стронцію $m_{Sr} = 1 \text{ мг} = 10^{-6} \text{ кг}$ буде міститися

$$N_{Sr} = N_A \cdot \frac{m_{Sr}}{m_{Sr}}, \quad (10)$$

де $m_{Sr} = 90 \text{ кг} / \text{кмоль}$ - маса кіломоля стронцію. Підставляючи (10) в (9), а також відповідний період піврозпаду, обчислюємо активність стронцію:

$$a = \frac{0,693}{8,85 \cdot 10^8} \cdot 6,02 \cdot 10^{26} \cdot \frac{10^{-6}}{90} = 0,52 \cdot 10^{10} \text{ розп/с} = 0,14 \text{ Ки}.$$

Кількість нуклідів урану, що матимуть таку ж саму активність знайдемо згідно з формулою (9), тобто

$$N_U = \frac{a}{I_U} = \frac{a}{0,693} \cdot T_U. \quad (11)$$

Застосовуючи формулу (10) для нуклідів урану і враховуючи формулу (11), знайдемо масу урану

$$m_U = \frac{N_U}{N_A} \cdot m_U = \frac{a \cdot m_U \cdot T_U}{0,693 \cdot N_A}, \quad (12)$$

де $m_U = 238 \text{ кг} / \text{кмоль}$ - маса кіломоля урану.

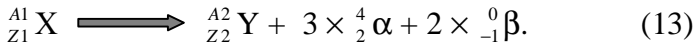
Виконаємо обчислення за формулою (11):

$$m_U = \frac{0,52 \cdot 10^{10} \cdot 238 \cdot 1,4 \cdot 10^{17}}{0,693 \cdot 6,02 \cdot 10^{26}} = 419 \text{ кг}.$$

5.5. Альфа - і бета – розпади. Визначити порядковий номер

і масове число нукліда, який утворюється з торію ${}_{90}^{232}\text{Th}$ після трьох α - і двох β - перетворень.

Р о з в' я з а н н я. При кожному α -перетворенні відповідно до схеми (5-12) зарядове число Z зменшується на 2, а масове число A зменшується на 4. При β - перетворенні (електронний розпад (5-13)) масове число не змінюється, а зарядове число зростає на 1. Схему перетворення початкового ядра в кінцеве спрощено представимо так:



На підставі схеми (13) складемо рівняння для зарядового і масового чисел, які відображають закони збереження електричного заряду і кількості нуклонів у процесі ядерних перетворень:

$$Z1 = Z2 + 3 \cdot 2 - 2 \cdot 1,$$

$$A1 = A2 + 3 \cdot 4.$$

Підставляючи $Z1 = 90$ та $A1 = 232$, для кінцевого нукліда дістаємо $Z2 = 86$ та $A2 = 220$. Порядковий номер 86 в таблиці Д.І.Менделєєва має хімічний елемент радон. Отже, кінцевим нуклідом розглянутих перетворень є ${}_{84}^{220}\text{Rn}$.

Стислі висновки

1. Атом складається з ядра та електронної оболонки. Ядро має позитивний електричний заряд, його розміри в десятки тисяч разів менші розмірів атома і дорівнюють $\sim 10^{-15} \text{ м}$, маса ядра становить більше ніж 99,9% маси атома.
2. Ядро складається з нейтронів і протонів, які називають нуклонами. Це важкі елементарні частинки порівняно з електронами. Протони мають позитивний електричний заряд, нейтрони не мають заряду. Символічно ядро нукліда записують у вигляді ${}_Z^A\text{X}$, де Z – кількість протонів, A –

- кількість нуклонів (протонів і нейтронів) в ядрі.
3. Маса ядра менше суми мас частинок, що його складають. Різницю мас називають дефектом маси ядра. Це пояснюється тим, що при утворенні ядра з окремих нуклонів маса частково йде на енергію зв'язку між ними. $E_{\text{зв}} = \Delta m \cdot c^2$, це та енергія, що виділяється при утворенні ядра.
 4. Ядерні сили, що діють між нуклонами, здійснюються завдяки обміну віртуальними p -мезонами. Ядерні сили є короткодійними ($\sim 10^{-15} \text{ м}$) і значно переважають кулонівські сили відштовхування між протонами.
 5. Більшість ядер у природі є нестабільними, вони розпадаються, перетворюючись у нові ядра і випромінюючи інші частинки. З часом кількість первинних ядер зменшується за експоненціальним законом (5-8). Основними характеристиками радіоактивного розпаду є стала розпаду I та період піврозпаду T .
 6. Активністю радіоактивного препарату називають величину, що дорівнює кількості розпадів за одну секунду. Дуже широко використовується позасистемна одиниця активності кюрі (Ки): $1 \text{ Ки} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ розп/с}$. Один кюрі – це дуже велика активність радіоактивного препарату.
 7. Існують різні типи радіоактивності: α -, β -, γ - розпади, протонна радіоактивність, спонтанний поділ важких ядер та ін. Альфа-частинки являють собою ядро нукліда гелію-4 (два протони і два нейтрони), під бета-частинками розуміють електрони і позитрони, а гамма-частинки – це кванти жорсткого електромагнітного випромінювання.

Питання для самоконтролю

1. Який склад має ядро атома? Яким символом записують ядро нукліда?

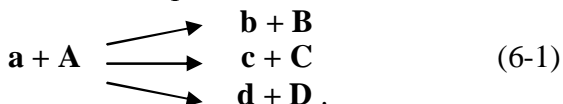
2. *Що називають дефектом маси ядра? Чим він пояснюється?*
3. *Нарисувати графік питомої енергії зв'язку $E_{\text{зв}}/A$ для ядер залежно від масового числа A .*
4. *Дати стисло характеристику ядерних сил між нуклонами в ядрі.*
5. *Що таке радіоактивність? Що описує закон радіоактивного розпаду? Що таке період піврозпаду?*
6. *Що таке активність радіоактивного препарату і в яких одиницях вона вимірюється?*
7. *Що являють собою α -, β - та γ - розпади ядер?*

Глава 6. Ядерні реакції

§ 6.1. Загальні поняття про ядерні реакції та їх закономірності

• **Ядерними реакціями** називається процес взаємодії атомних ядер з елементарними частинками або між собою, в результаті чого відбувається зміна складу ядер та виникають інші елементарні частинки [1, 2, 3, 5, 8].

Ядерні реакції відбуваються переважно при бомбардуванні ядра-мішені (**A**) прискореною частинкою-снарядом (**a**), що призводить до появи нового ядра та нової частинки. Умовно схеми ядерних реакцій можна представити так:



Запис (6-1) відображає можливі схеми протікання ядерної реакції, які називаються **каналами** ядерної реакції, де **B**, **C** або **D** символізують нові ядра, а **b**, **c** або **d** – нові частинки. Реалізація того або іншого каналу ядерної реакції залежить головним чином від енергії частинки-снаряда, а також від деяких інших характеристик стану частинок, що взаємодіють між собою. Важливим є те, що для протікання ядерних реакцій необхідне зближення частинок на відстані порядку $\sim 10^{-15}$ м, коли починають діяти сили **ядерної** взаємодії.

• В процесі ядерних реакцій виконується цілий ряд **законів збереження**, а саме:

- 1) закон збереження повної енергії E ;
- 2) закон збереження імпульсу \vec{p} ;
- 3) закон збереження моменту імпульсу \vec{L} ;
- 4) закон збереження електричного заряду, тобто зарядового числа Z ;
- 5) закон збереження кількості нуклонів, тобто масового числа A .

Ядерні реакції можуть іти як з виділенням, так і з поглинанням енергії. Різниця кінетичних енергій частинок на виході та вході ядерної реакції називається **енергією реакції** або *тепловим ефектом ядерної реакції*. На підставі закону збереження повної енергії маємо, що

$$E_0 + T = E'_0 + T', \quad (6-2)$$

де E_0 та E'_0 - сумарна енергія спокою частинок на вході та виході ядерної реакції, а T та T' - сумарні кінетичні енергії частинок до та після реакції. Тоді енергія ядерної реакції запишеться так:

$$Q = T' - T = E_0 - E'_0. \quad (6-3)$$

Останнє рівняння показує, що приріст кінетичної енергії частинок в ядерній реакції відбувається за рахунок зменшення їх енергії спокою. Для першого з каналів схеми ядерної реакції (6-1), враховуючи зв'язок маси й енергії, формулу (6-3) можна представити так:

$$Q = (m_a + M_A) \cdot c^2 - (m_b + M_B) \cdot c^2, \quad (6-4)$$

де m та M - відповідні маси спокою частинок до та після реакції.

Якщо $Q > 0$, то реакція називається **екзоенергетичною**, тобто енергія виділяється у вигляді кінетичної енергії частинок b та B (теплота). Якщо $Q < 0$, то реакція називається **ендоенергетичною**, тобто відбувається з поглинанням енергії. На рис.62 схематично представлені енергетичні співвідношення для екзоенергетичної (а) та ендоенергетичної реакцій.

Щоб ішла ендоенергетична реакція, потрібно, щоб кінетична енергія частинок на вході реакції перевищила якесь найменше значення $T_{пор}$ - **поріг реакції**. Оскільки в процесі ядерної реакції повинен виконуватись закон збереження імпульсу, то частинки на виході реакції b та B будуть теж мати сумарний імпульс, як у частинки-снаряда, й отже, мати-

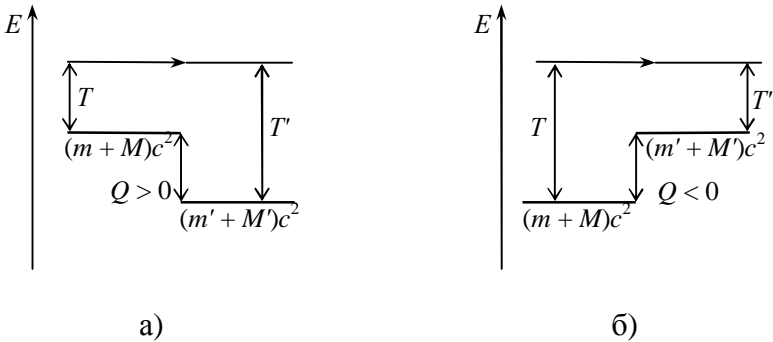


Рис.62

муть певну кінетичну енергію. Таким чином, $T_{\text{пор}}$ повинна бути більше значення модуля енергії ендоенергетичної ядерної реакції $|Q|$. У випадку нерухомого ядра-мішені формула для порога реакції має такий вигляд:

$$T_{\text{пор}} = \frac{m_a + M_A}{M_A} \cdot |Q|. \quad (6-5)$$

•Важливою характеристикою ядерної реакції є її **ефективний переріз σ** . Його можна інтерпретувати як площу перерізу ядра-мішені **A**, поцілюючи в яку частинка-снаряд **a** вступає в ядерну реакцію (рис.63). Нехай потік частинок N падає перпендикулярно на дуже тонку мішень, так що ядра-мішені не перекриваються між собою. Якщо концентрація

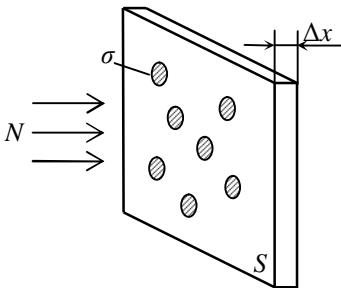


Рис.63

ядер матеріалу мішені n , то площа, яка перекривається ядрами, дорівнює $\sigma n \cdot S \cdot \Delta x$. Ймовірність того, що частинка-снаряд поцілить в ядро-мішень, знайдемо як відносну площу, перекриту ядрами, тобто

$$P = \sigma n \cdot \Delta x. \quad (6-6)$$

Тоді кількість частинок, що

вступили в реакцію, становитиме

$$\Delta N = N \cdot P = N \cdot S \cdot n \cdot \Delta x.$$

Відношення $\Delta N / N$ називається **виходом ядерної реакції**.

Знаючи вихід реакції, можна знайти її ефективний переріз:

$$S = \frac{\Delta N}{N \cdot n \cdot \Delta x}. \quad (6-7)$$

В ядерній фізиці ефективний переріз прийнято виражати в *барнах*: $1 \text{ барн} = 10^{-28} \text{ м}^2$.

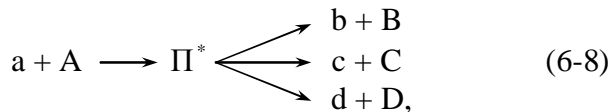
Величина ефективного перерізу S в ядерних реакціях з нейтронами значно більша, ніж в реакціях з частинками, що мають електричний заряд (протони, α -частинки та ін.), оскільки на нейтрони не діє кулонівське відштовхування, внаслідок чого вони можуть легко проникати в ядро. Як правило, ефективні перерізи реакцій зростають при зменшенні енергії нейтронів. Це пояснюється тим, що при цьому швидкість нейтронів буде меншою, отже, він довший час перебуває під дією ядерних сил, і ймовірність ядерної реакції стає більшою. Однак бувають випадки, коли переріз захоплення нейтронів має різко виражений максимум при певних значеннях їх енергії. Таке *резонансне* поглинання відбувається тоді, коли енергія, що приноситься нейтроном в ядро, дорівнює енергії переходу ядра на збуджений енергетичний рівень.

Для ядерних реакцій під дією заряджених частинок (протонів, α - частинок) величина ефективного перерізу є незначною і зростає при збільшенні їхньої енергії. Це пояснюється тим, що для проникнення в ядро вони мають подолати потенціальний бар'єр, зумовлений кулонівським відштовхуванням. Такі реакції можуть також відбуватись внаслідок проникнення частинок в ядро завдяки тунельному ефекту.

• Ядерні реакції – це складний процес перебудови атомних ядер. Незважаючи на велике розмаїття ядерних реакцій, за своїм механізмом їх умовно можна розділити на дві групи:

реакції з утворенням **складеного** (проміжного) ядра і **прямі** реакції (безпосередня взаємодія).

У 1936 р. Н. Бор запропонував розглядати ядерні реакції під дією *не дуже швидких* частинок як такі, що відбуваються у два етапи. На першому етапі ядро-мішень захоплює частинку-снаряд, і утворюється проміжне ядро Π , яке називається *складеним ядром* або *компаунд-ядром*. Складене ядро перебуває у збудженому стані завдяки кінетичній енергії частинки-снаряда та її енергії зв'язку в утвореному ядрі. На другому етапі в результаті перерозподілу енергії між нуклонами в ядрі, яке може тривати $\sim 10^{-12} \dots 10^{-16} \text{ с}$, один з нуклонів або якийсь їх об'єднання одержують необхідну енергію для виходу з ядра. Головною підставою такої моделі ядерної реакції є те, що час прольоту частинки-снаряда з швидкістю 10^7 м/с відстані, рівній діаметру ядра ($\sim 10^{-14} \text{ м}$), дорівнює $\sim 10^{-21} \text{ с}$, що в мільйони разів менше часу існування проміжного ядра. На користь такого механізму протікання реакції також свідчить те, що компаунд-ядро може розпадатися за різними схемами (каналами), які реалізуються внаслідок різних статистичних розподілів енергії між нуклонами в проміжному ядрі. Загальну схему такого механізму ядерних реакцій можна представити так:



де через Π^* позначено збуджений стан компаунд-ядра.

При *прямих ядерних реакціях* проміжне ядро не утворюється, частинка-снаряд безпосередньо взаємодіє з одним або кількома нуклонами ядра. Тривалість протікання прямих реакцій співмірна з часом прольоту частинки повз ядро, тобто $\sim 10^{-21} \text{ с}$. Прямі ядерні реакції спостерігаються при бомбардуванні будь-якими частинками різних ядер. В результаті такої реакції з ядра можуть вилітати окремі нукло-

ни, пари нуклонів, дейтрони (ядра ${}^2_1\text{D}$), ядра гелію, літію, берилію та інші більш важкі ядра. Найбільш виразним прикладом таких ядерних реакцій є взаємодія з ядром дейтронів та окремих нуклонів. Так, при бомбардуванні ядер дейтронами, коли він пролітає на відстанях дії ядерних сил, один з його нуклонів може бути захоплений ядром, а інший продовжує рух, не проникаючи в ядро. Такий процес називається реакцією **зриву** (рис.64,а). Можливі також прямі ре-

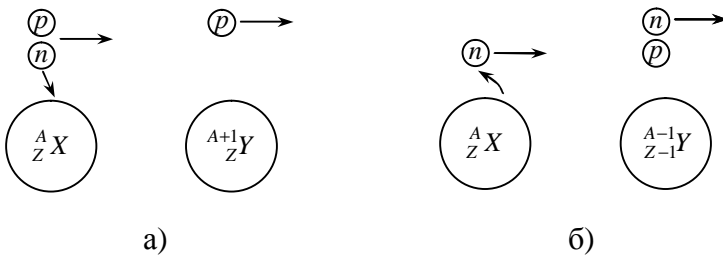


Рис.64

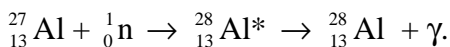
акції **підхоплення** (рис.64,б), коли пролітаючий на відстані дії ядерних сил нуклон вириває з ядра ще одного з нуклонів, і далі вже рухається об'єднана пара нуклонів. Слід підкреслити, що подібні прямі реакції відбуваються не всередині ядра, а за його межами.

Характерними особливостями прямих ядерних реакцій є: 1) виліт частинок переважно вперед; 2) енергія частинок, що вилітають і падають, приблизно однакові; 3) виліт протонів і нейтронів рівноймовірний.

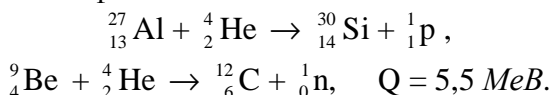
Крім розглянутих, існують й інші моделі протікання ядерних реакцій.

Наведемо приклад запису деяких ядерних реакцій різних типів.

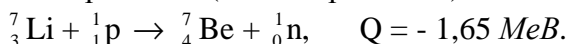
1. Реакція захоплення нейтрона з наступним зняттям збудженого стану компаунд-ядра через випромінювання гама-кванта:



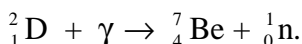
2. Реакції з альфа-частинками:



3. Реакція з протоном (ендоенергетична):



4. Фотоядерна реакція, тобто взаємодія гамма-кванта з ядром:



Ядерні реакції мають важливе практичне використання, а також викликають великий науковий інтерес, оскільки несуть інформацію про будову ядра, його енергетичні стани, розподіл електричного заряду в ядрі та ін.

§ 6.2. Реакції поділу важких ядер

• У 1938 р. німецькі вчені О.Ган і Ф.Штрассман встановили, що при опроміненні урану нейтронами виникають елементи середньої частини періодичної таблиці Менделєєва, такі як барій і лантан [1, 5]. Теоретично це явище пояснили німецькі фізики О.Фриш та Ліза Мейтнер (1939р.) як **розщеплення** ядра урану на два осколки. Цей процес одержав назву **поділу важких ядер**. Згодом з'ясувалось, що при розщепленні урану можуть виникати ~ 80 різних ядер, маси

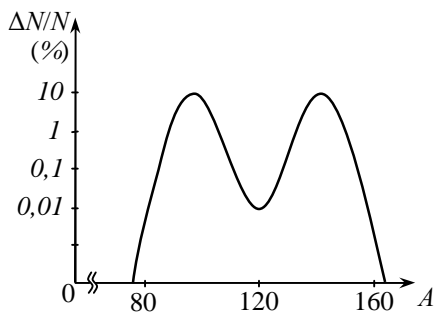
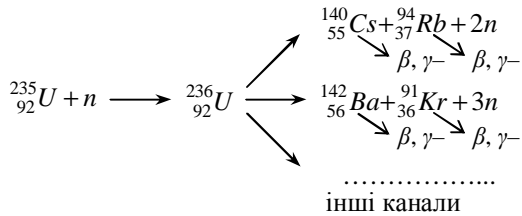


Рис.65

яких співвідносяться як 2:3. Графік виходу осколків (%) поділу урану-235 залежно від їх маси мають вигляд М-подібної кривої (рис.65). Осколки, що утворились у результаті поділу важкого ядра, переважані нейтронами і стають *b*- та *g*-радіоактивними.

Ще однією і дуже важливою особливістю реакції поділу ядра урану є виліт у середньому 2...3 нових нейтронів. Більшість нейтронів, що випускаються впродовж часу 10^{-14} с, називаються *миттєвими*. Крім того, невелика частина (до 1%) нейтронів випускається із затримкою до 1 хвилини, це так звані *запізнілі* нейтрони. Енергія нейтронів, що утворюються внаслідок реакції поділу урану, лежать в межах від 0 до 5 MeV, а значення найбільш імовірної енергії становить $\sim 0,75$ MeV. В цілому картину поділу ядра урану-235 можна представити так:

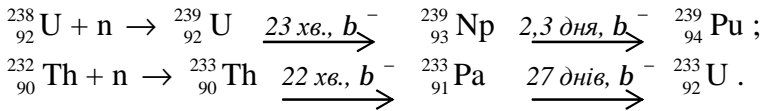


• Дуже цінним для практичного використання є те, що в реакціях поділу вивільняється величезна внутрішньоядерна енергія. Питома енергія зв'язку для ядер середньої маси дорівнює $\sim 8,5$ MeV/нуклон, а для урану вона становить $\sim 7,6$ MeV/нуклон (див.рис.55), тобто на 0,9 MeV менше. Утворення ядер з більшою енергією зв'язку означає вивільнення енергії, яка приблизно дорівнює $235 \text{ нукл.} \times 0,9 \text{ MeV} = 211 \text{ MeV}$ (більш точний результат $Q = 197 \text{ MeV}$). Ця енергія розподіляється так: кінетична енергія осколків – 165 MeV, нейтронів - 5 MeV, g - випромінювання реакції поділу - 5 MeV, b - та g - випромінювання осколків 11 MeV, нейтрино - 11 MeV [5].

З огляду на практичну енергетику слід зазначити, що під дією нейтронів відбувається поділ й інших важких ядер (наприклад, урану-238, урану -233, плутонію-239 та ін.) з випусканням нових нейтронів. Проте необхідно зауважити,

що ядра ${}^{238}_{92}\text{U}$ можуть ділитися тільки під дією швидких нейтронів з енергією, яка більше 1 MeV . Ядра ${}^{235}_{92}\text{U}$, ${}^{233}_{92}\text{U}$, ${}^{239}_{94}\text{Pu}$ можуть ділитися будь-якими нейтронами, але найкраще – тепловими ($E_n \sim 0,03\text{ eV}$).

Ядра ${}^{233}_{92}\text{U}$ та ${}^{239}_{94}\text{Pu}$ можна одержувати штучно в результаті *радіаційного захоплення* ядрами урану-238 і торію-232 нейтронів таких енергій, коли не виникає реакції поділу цих ядер. Ланцюжок відповідних ядерних перетворень такий:



Нейтрони надвисоких енергій ($E_n \sim 200\text{ MeV}$) здатні ділити й відносно легкі ядра.

§ 6.3. Практичне використання реакцій поділу

•Та обставина, що в результаті поділу важких ядер нейтронами виникають нові нейтрони, причому в більшій кількості, робить можливим існування самопідтримуваного процесу поділу, який називається **ланцюговою ядерною реакцією**. Теорія ланцюгової реакції поділу урану була розроблена радянськими фізиками Я. Б. Зельдовичем і Ю. Б. Харитоном в 1939 р.[1, 2, 5].

Важливою характеристикою ланцюгової реакції поділу є **коефіцієнт розмноження** k нейтронів у системі. Він дорівнює відношенню кількості нейтронів N_i в одному поколінні до їх кількості N_{i-1} в попередньому поколінні, тобто

$$k = \frac{N_i}{N_{i-1}}. \quad (6-9)$$

Тоді, якщо в першому поколінні було N нейтронів, то в j -му поколінні їх буде $N \cdot k^j$. При $k = 1$ ядерна реакція поділу

йде стаціонарно, тобто з постійною швидкістю. Такий режим реакції називається *критичним*. При $k > 1$ інтенсивність реакції вибухонебезпечно наростає, режим є *надкритичним*, а при $k < 1$ реакція згасає, і режим називається *підкритичним*.

Середовище, де відбуваються ланцюгові реакції поділу, називають **активною зоною**. Оскільки вона має скінчений об'єм, то деяка частина нейтронів може вийти за межі активної зони, не викликавши поділу ядер. Під *критичним розміром* активної зони розуміють такий її розмір, коли виконується умова критичного режиму реакції $k = 1$. **Критичною масою** називають масу активної зони критичних розмірів. Так, для урану-235 критична маса дорівнює 50 кг, а для цього ж ізотопу середовище з поліетиленовими прокладками, поміщене в оболонку з берилію, що відбиває нейтрони, вона зменшується до 242 г.

• Якщо маса менше критичної, то ланцюгова реакція не виникає. Однак, коли маса стає більше критичного значення, нейтрони швидко розмножуються, і реакція набуває вибухового характеру. На цьому ґрунтується принцип дії **атомної бомби** [1].

Ядерний заряд такої бомби складається з двох або більше фрагментів майже чистого ${}_{92}^{235}\text{U}$ або ${}_{94}^{239}\text{Pu}$ (цифра 1 на рис.66). Маса кожного фрагмента менше критичної, отже, ланцюгова

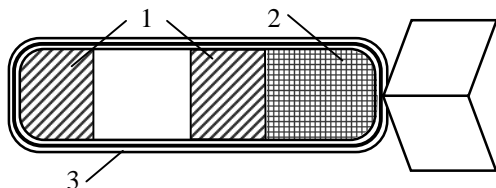


Рис.66

реакція не може виникнути. Для досягнення критичної маси достатньо з'єднати фрагменти ядерного заряду, що здійсню-

ють за допомогою звичайної вибухової речовини 2 (запал). Перший нейтрон, завдяки якому починається ланцюгова реакція, завжди існує. Це або нейтрон, що виникає внаслідок спонтанного (самочинного) поділу якогось ядра урану, або нейтрон, що потрапляє з космічними променями в атмосферу Землі. Цифрою 3 позначено корпус бомби, який виготовляють з металу досить високої густини і міцності. Ця оболонка відіграє роль відбивача нейтронів і одночасно утримує деякий час ядерний заряд від розлітання, надаючи можливість прореагувати більшій частині матеріалу. Некерована ланцюгова реакція в атомній бомбі йде на швидких нейтронах.

•Керовані ланцюгові ядерні реакції здійснюють в **ядерних реакторах** для одержання теплової та електричної енергії [1,4]. За принципом роботи ядерні реактори розділяють на дві групи – реактори на *повільних* (або теплових) та *швидких* нейтронах.

Природний уран складається на $\sim 99,3\%$ з ізоотопу $^{238}_{92}\text{U}$ та $\sim 0,7\%$ з ізоотопу $^{235}_{92}\text{U}$, тобто співвідношення цих нуклідів дорівнює $140 : 1$. Енергія нейтронів, що утворюються при поділі ядер урану, є недостатньою, щоб викликати поділ ядер урану-238. Нукліди урану-238 здатні захоплювати нейтрони, перетворюючись у нукліди плутонію-239 (див. § 6.2). Нейтронами, що виникають, можуть ділитися тільки ядра урану-235, проте їх дуже мало для розвитку ланцюгової реакції.

В ядерних реакторах на повільних нейтронах використовують природний уран, збагачений на кілька відсотків ізоотопом $^{235}_{92}\text{U}$. Нейтрони, що виникають при поділі ядра цього ізоотопу, сповільнюються до теплових енергій, так що ефективні перерізи захоплення їх різними ізотопами співвідносяться як $S_{238} : S_{235} = 1 : 200$. Тоді нейтрони зможуть частіше взаємодіяти з $^{235}_{92}\text{U}$, ніж захоплюватись $^{238}_{92}\text{U}$. Це дає можливість реалізувати ланцюгову реакцію в керованому ре-

жимі, коли коефіцієнт розмноження нейтронів $k = 1$. Схематично фізичний процес, що відбувається в реакторах на повільних нейтронах, представлений на рис.67. Нейтрон n ви-

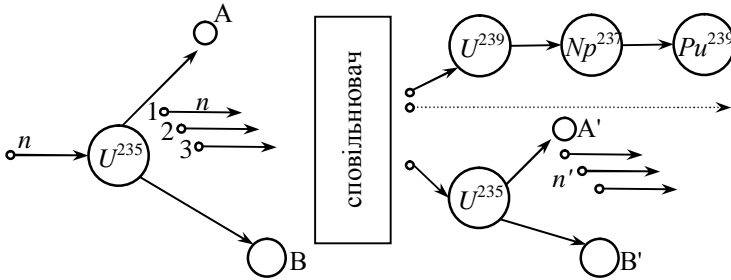


Рис.67

кликає поділ ядра урану-235, виникають осколки А і В та три нових нейтрони 1, 2, 3. Сповільнювач зменшує енергії нейтронів до теплових значень. Далі вони можуть бути захоплені ядром урану-238 з наступним перетворенням в нуклід плутонію ($1'$), або вийти з активної зони ($2'$), або знову здійснити реакцію поділу ядра урану-235 з утворенням нових осколків А' та В' і нових нейтронів n' .

Сповільнення нейтронів відбувається в процесі **пружних** зіткнень їх з атомами речовини. Для цього використовується звичайна вода, але краще важка вода D_2O , графіт, берилій. Відведення теплоти з активної зони реактора здійснюють за допомогою різних теплоносіїв, найчастіше це дистильована вода або натрій.

Спрощена схема будови уран-графітового реактора представлена на рис.68. Цифрою 1 позначений графітовий куб, в якому зроблені канали 2. В них поміщають ядерне пальне, тобто так звані уранові стержні. Конструктивно вони являють собою трубки, в яких знаходяться тепловиділяючі елементи (ТВЕЛ) - капсули з таблетками двоокису урану, збагаченого ізотопом урану-235. Цифрою 3 позначені регулюючі стержні, що містять бор або кадмій, які інтенсивно можуть поглинати нейтрони. Опускаючи або підніма-

чи ці стержні, можна підтримувати величину коефіцієнта розмноження нейтронів на критичному рівні $k = 1$. Тепловід-

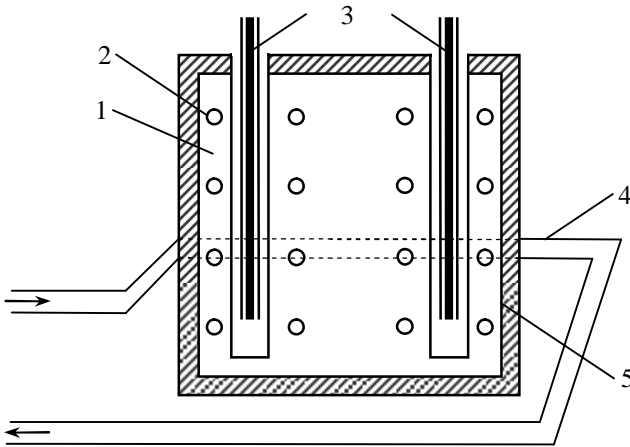


Рис.68

ведення здійснюється по трубах 4, в яких циркулює вода. Активна зона оточена відбивачем нейтронів 5 (графіт) для зменшення виходу нейтронів за її межі.

•В практичній ядерній енергетиці найбільш поширеними є реактори на повільних нейтронах, блоки яких мають абревіатуру РБМК (уран-графітові реактори великої потужності, киплячі) та ВВЭР (водо-водяні енергетичні реактори) [12]. Сучасні блоки ядерних реакторів мають розміри активної зони такі: графітовий циліндр діаметром 10м і висотою 7м або резервуар зі сповільнювачем-водою відповідно 3м і 3,5м. Збагачення ураном-235 сягає 2%, маса завантажуваного ядерного пального від 70 тонн для блоків ВВЭР до 300 тонн для блоків РБМК, електрична потужність від 1000 до 5000 МВт відповідно, к.к.д. близько 30%.

Останнім часом все ширше використовуються реактори на швидких нейтронах. В них використовується природний уран, а також торій-232, дещо більше збагачені ураном-235 та

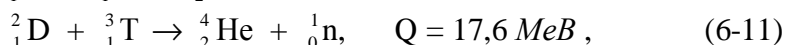
плутонієм-239, які діляться нейтронами будь-яких енергій. Сповільнювач нейтронів тут непотрібний. При цьому виникають нові нейтрони, частина з яких іде на підтримання ланцюгової ядерної реакції на ядрах $^{235}_{92}\text{U}$ та $^{239}_{94}\text{Pu}$, а частина без поділу захоплюються ядрами урану-238 та торію-232 з наступним утворенням нових нуклідів плутонію-239 та урану-233 (див. §6.2). Таким чином, крім енергії такі реактори створюють нові нукліди, які можна використовувати в ланцюгових ядерних реакціях. При цьому кількість відтвореного ядерного палива перевищує кількість спаленого. Такі реактори називаються *бридерними* (або відтворювальними). Активна зона таких реакторів у кілька разів менша порівняно з реакторами на повільних нейтронах, вартість їх будівництва теж менша, хоча й потужностями вони дещо поступаються.

Незважаючи на аварію на Чорнобильській АЕС, ядерній енергетиці поки що немає альтернативи. Так, наприклад, на початок 2006 року у Франції електроенергія, вироблена на АЕС, становить ~ 70%. В Україні цей показник дорівнює близько 50%. Зрозуміло, що необхідно вжити всіх заходів для безпечної роботи таких могутніх об'єктів, якими є АЕС.

§ 6.4. Реакції термоядерного синтезу

• Аналіз залежності питомої енергії зв'язку нуклонів у ядрі від його масового числа (див. рис.55) показує, що вивільняти внутрішньоядерну енергію можна злиттям легких ядер у більш важке [1, 2, 4, 5, 7]. Такі процеси називаються **реакціями ядерного синтезу**. Найбільше практичне значення мають реакції синтезу, в яких утворюється ядро нукліда гелію ^4_2He . У ньому 2 протони і 2 нейтрони, спіни цих частинок антипаралельні, сумарний спин ядра дорівнює нулю. В такому ядрі нема сил відштовхування, зумовлених спіновою взаємодією, тому це ядро упаковано найкраще і має найбільшу можливу

енергію зв'язку. В § 5.2 наведені значення питомої енергії зв'язку для ядер нуклідів дейтерію, тритію, гелію та літію, які представляють найбільший інтерес з огляду на реакції синтезу. Нагадаємо, що коли утворюється ядро з більшою енергією зв'язку, ніж у взаємодіючих ядер, то енергія виділяється. Наведемо кілька реакцій ядерного синтезу з указанням енергії, що виділяється:



Порівняльний аналіз показує, що тепловий ефект від поділу урану-235 у чотири рази менший, ніж реакція синтезу такої ж самої маси дейтерію і тритію (6-11).

• Реакція злиття ядер можлива тоді, коли ядра наблизяться на відстань дії сил ядерної взаємодії між нуклонами, тобто $r_{\text{я}} \sim 10^{-15} \text{ м}$. Кулонівське відштовхування перешкоджає такому зближенню ядер. Так, для зближення двох дейтронів потрібна енергія, яка дорівнює їх потенціальній енергії взаємодії на відстані $r_{\text{я}}$, тобто

$$E \sim \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{e^2}{r_{\text{я}}} = 9 \cdot 10^9 \cdot \frac{1,6^2 \cdot 10^{-38}}{10^{-15}} = 23 \cdot 10^{-14} \text{ Дж} \approx 1,5 \text{ MeV}.$$

Великої енергії можна досягти при дуже високих температурах, тому таку реакцію синтезу називають **термоядерною**. Якщо вважати, що середня енергія теплового руху дорівнює $\sim kT$, а на кожному з частинок припадає половина енергії, тобто $0,75 \text{ MeV}$, то потрібна температура

$$T \approx \frac{11,5 \cdot 10^{-14}}{1,23 \cdot 10^{-23}} \sim 10^{10} \text{ К}.$$

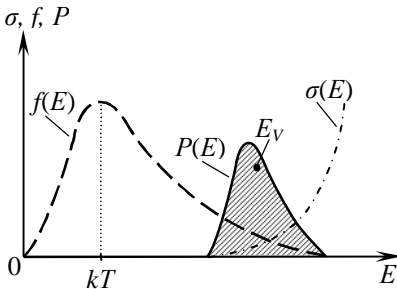
При таких високих температурах речовина переходить у стан **повністю іонізованої плазми** (електронно-ядерний газ).

Ймовірність протікання термоядерної реакції залежить від

добутку ефективного перерізу $S(E)$ ядерної реакції та кількості частинок з енергією E , яка визначається функцією розподілу Максвелла $f(E)$:

$$P(E) = S(E) \cdot f(E). \quad (6-13)$$

На рис.69 представлені графіки залежності величин S , f та P від енергії ядер у плазмі. Заштрихована область відображає



величину так званого **об'ємного енерговиділення** термоядерної реакції E_v . Використовуючи “хвіст” розподілу Максвелла $f(E)$, можна вже одержати термоядерну реакцію при $T \sim 10^7 K$.

Енергія, що виділяється в ході реакції синтезу, йде на підтримання температури

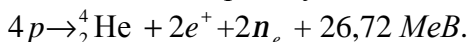
плазми та на випромінювання. Якщо температура плазми вище критичної $T > T_{кр}$, то термоядерний процес може розвиватися.

- Згідно з сучасними теоретичними уявленнями в природних умовах термоядерні процеси відбуваються в надрах зірок. В ході цих термоядерних процесів, що відбуваються в макроскопічних масштабах, виділяється колосальна енергія, і разом з тим, це призводить до еволюції зірок - цих надзвичайно крупних космічних об'єктів. Однією з таких зірок є наше Сонце.

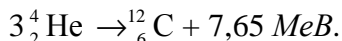
Теорія зародження та еволюції зірок у стислому викладі така. Виникає зірка з космічної початкової хмари водню завдяки її стисканню під дією власного гравітаційного поля. В результаті цього в надрах зірки значно зростає температура і густина речовини, і виникають умови для здійснення термоядерної реакції. Наприклад, на Сонці температура поверхні становить $6000 K$, в центрі досягає $1,5 \cdot 10^7 K$, а густина

речовини становить 10^5 кг/м^3 .

На початковій стадії еволюції зірки “вигоряє” водень. Чотири протони об’єднуються в ядро гелію-4 з утворенням двох позитронів та двох нейтрино і виділенням значної енергії. Підсумковий баланс процесу такий:



При накопиченні гелію-4 зростає гравітаційне стискання, температура зростає, і стає можливим злиття трьох ядер гелію-4 в ядро вуглецю-12 за загальною схемою



При цьому зірка перетворюється у зірку – *червоний гігант*. Потім стають можливими злиття вуглецю-12 і ядер гелію-4 з утворенням ядер кисню-16. Подальше “вигорання” гелію призводить до виникнення ядер неону-20, магнію-24, кремнію-28. Термоядерний цикл закінчується синтезом ядер заліза-56. Зірка поступово стискається і перетворюється на *білий карлик*. Далі може статися її вибух, який називають *спалахом наднової*. Після цього ядро зірки перетворюється у так звану *нейтронну зірку*. Якщо маса ядра зірки більше деякого критичного значення, то гравітаційне стискання триває аж до утворення *чорної діри*. Тривалість процесу еволюції зірок може становити $\sim 10^{10}$ років. Сонце в масштабах життя Всесвіту вважається молодою зіркою (час існування $\sim 4,6 \cdot 10^9$ років) і перебуває на початкових стадіях еволюції світил [5].

§ 6.4. Практичне використання реакцій термоядерного синтезу

• В земних умовах термоядерні реакції вибухового типу були реалізовані у **водневих бомбах**. Тут здійснюється **некерований** термоядерний процес злиття легких ядер, який самопідтримується, при цьому вивільняється колосальна внутрішньоядерна енергія. Схематична будова водневої бом-

би представлена на рис.70. Цифрами на рисунку

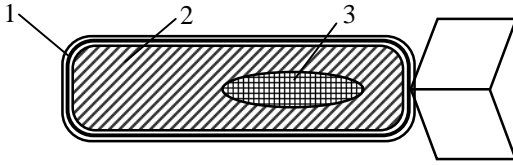


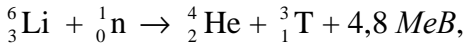
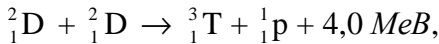
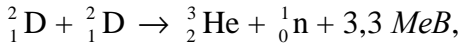
Рис.70

позначені: 1 – металевий корпус з використанням природного урану; 2 – дейтерит літію LiD ; 3 – звичайна атомна бомба (“запал”).

Принцип дії водневої бомби такий. Спочатку відбувається вибух звичайної атомної бомби, яка відіграє роль “запалу” термоядерного процесу, створюючи достатньо високу температуру і величезні потоки нейтронів. Під дією високої температури відбувається дисоціація дейтериту літію і утворення високоіонізованої плазми:



Далі відбуваються ядерні реакції синтезу з виділенням величезної енергії протягом мільйонних долей секунди:



а також уже згадувані реакції (6-10) ... (6-12). Нейтрони, що супроводжують реакції поділу “запалу” та термоядерного синтезу додатково викликають реакції поділу звичайного природного урану корпусу бомби, що збільшує потужність вибуху.

•Регульований термоядерний синтез є однією з найголовніших проблем сучасної ядерної фізики. Створення **термоядерного реактора** фактично привело б людство до практично невичерпного джерела енергії, оскільки в природі запаси легких елементів є величезними. Однак здійснення керованої термоядерної реакції нашою хвещується на цілу низку технічних

проблем, пов'язаних зі створенням та утриманням високо-температурної плазми.

Установка, в якій підтримується керована термоядерна реакція, називається *термоядерним реактором*. Він буде економічно доцільним тоді, коли даватиме більше енергії, ніж було затрачено на створення та утримання плазми. Головним *параметром утримання* є добуток густини плазми на час її утримання, тобто $n \cdot t$, а також температура T . Існує так званий *критерій Лоусона* щодо величини $n \cdot t$. Для термоядерної енергетики найбільш перспективним є використання реакції синтезу дейтерію і тритію ${}^2_1\text{D} + {}^3_1\text{T}$. Критерій Лоусона для цієї реакції $nt = 10^{14} \text{ c} \cdot \text{см}^{-3}$, а температура $\sim 10^8 \text{ K}$.

Найбільш перспективними термоядерними реакторами виявились установки типу “ТОКАМАК”, розроблені під керівництвом академіка Л.А.Арцимовича в СРСР. Назва установки походить від назв її ключових елементів – “тороїдна камера, магнітні котушки”. Схематична будова такого термоядерного реактора показана на рис.71.

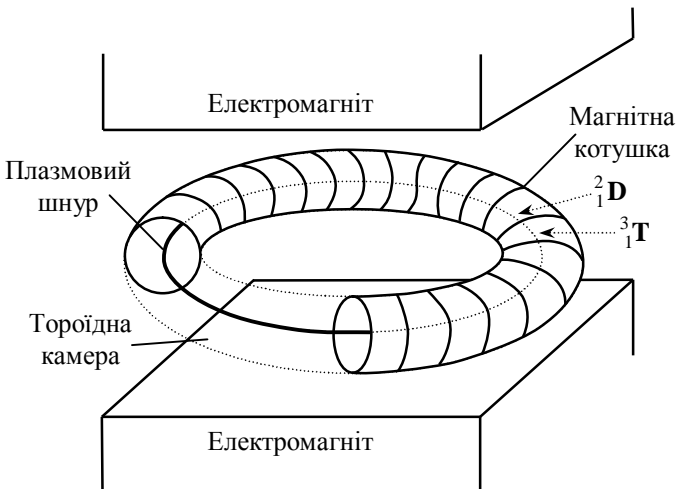


Рис.71

Принцип дії установок системи “ТОКАМАК” такий. Як ядерне паливо використовуються нукліди дейтерію і тритію, які вводяться в тороїдну камеру дифузійним шляхом. Для розігріву плазми пропускається величезний струм. Електромагніти створюють магнітне поле, яке, діючи на електричні заряди в плазмі, формують траєкторію їх руху в тороїдній камері. При пропусканні струму в плазмі має місце пінч-ефект, який полягає в самостягуванні плазми в шнур власним магнітним полем. Так утворюється плазмовий шнур, в якому відбуваються процеси ядерного синтезу і який є ізольованим від стінок камери. Для утримання плазми в шнурі вздовж осі тороїдної камери створюється сильне магнітне поле за допомогою магнітних котушок. Енергія з гарячої зони реактора переноситься нейтронами, які захоплюються в спеціальному шарі літію навколо камери (на рисунку не показано). Нейтрони віддають енергію цьому теплоносієві, а також в результаті ядерних реакцій з ядрами літію відновлюють тритій.

Параметри, які характеризують роботу найперспективнішої установки “ТОКАМАК-10”, є такими: напруженість основного магнітного поля $\sim 4 \cdot 10^6 \text{ А/м}$, радіус плазмового тора близько 1,5 м, електричний струм у плазмі до 800 кА, температура ~ 10 млн. градусів, концентрація заряджених частинок 10^{14} см^{-3} , час утримання плазми до $\sim 0,1 \text{ с}$. Однак для створення енергетичного термоядерного реактора ще далеко, оскільки згідно з критерієм Лоусона необхідно збільшити час утримання плазми до 1 с.

З розвитком лазерної техніки виникли інші ідеї побудови керованих термоядерних процесів. Якщо фокусувати світловий лазерний імпульс тривалістю $\sim 10^{-9} \text{ с}$ на маленькій ділянці поверхні речовини в конденсованому стані (твердому або рідкому), то можна підняти температуру до термоядерного рівня. Передбачається, що цей метод дозволить уникнути труднощів утримання плазми, які виникають при магнітному

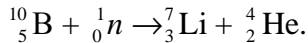
її утриманні в замкнутому об'ємі.

Характерною особливістю роботи термоядерних реакторів є відсутність радіоактивних відходів. Хоча вони потребують створення ефективного захисту від нейтронного випромінювання, їх роботі не загрожує неконтрольований розгін.

Задачі

6.1. Енергія ядерної реакції. Знайти енергію реакції $^{10}_5\text{B}(n,\alpha)^7_3\text{Li}$, яка протікає в результаті взаємодії вельми повільних нейтронів з нерухомими ядрами бору. Обчислити також кінетичні енергії продуктів реакції.

Розв'язання. Розглядаємо ядерну реакцію



Згідно з формулою (6-4) енергію ядерної реакції знайдемо через маси спокою відповідних частинок і нуклідів:

$$Q = (m_n + M_{\text{B}}) \cdot c^2 - (m_{\text{He}} + M_{\text{Li}}) \cdot c^2. \quad (1)$$

Враховуючи, що кінетичною енергією вихідних частинок (бору і нейтрона) можна знехтувати ($T = 0$), на підставі формули (6-3) маємо, що кінетична енергія продуктів реакції дорівнює $T' = Q$, тобто

$$T_{\text{He}} + T_{\text{Li}} = Q. \quad (2)$$

На підставі закону збереження імпульсу

$$\vec{p}_{\text{He}} + \vec{p}_{\text{Li}} = 0,$$

оскільки до взаємодії сумарний імпульс дорівнював нулю. Тоді за абсолютними величинами імпульси альфа-частинки і ядра літію дорівнюють один одному, тобто

$$p_{\text{He}} = p_{\text{Li}} \quad (3)$$

Враховуючи, що імпульс нерелятивістської частинки зв'язаний з кінетичною енергією формулою $p = \sqrt{2mT}$, з рівняння (3) одержимо

$$m_{He} \cdot T_{He} = M_{Li} \cdot T_{Li}. \quad (4)$$

Розв'язуючи систему рівнянь (1) і (4) відносно T_{He} і T_{Li} , одержимо

$$T_{He} = \frac{Q \cdot M_{Li}}{M_{Li} + m_{He}} \quad \text{та} \quad T_{Li} = Q - T_{He}. \quad (5)$$

Обчислюємо за формулами (1) і (5), взявши дані про маси нуклідів з відповідної таблиці довідника:

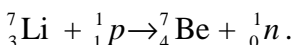
$$Q = 931,50 \cdot (1,00867 + 10,01294 - 4,00260 - 7,01601) = 2,79 \text{ MeV},$$

$$T_{He} = \frac{2,79 \cdot 7,01601}{7,01601 + 4,00260} = 1,78 \text{ MeV},$$

$$T_{Li} = 2,79 - 1,78 = 1,01 \text{ MeV}.$$

6.2. Порогова енергія ядерної реакції. Для збудження реакції ${}^7_3\text{Li} (p, n) {}^7_4\text{Be}$ порогова кінетична енергія протонів має дорівнювати $1,89 \text{ MeV}$. Знайти енергію цієї ядерної реакції, а також швидкість протонів.

Розв'язання. Запишемо реакцію в розгорнутому вигляді, тобто



Порогове значення кінетичної енергії для ендоенергетичної ядерної реакції визначається згідно з формулою (6-5), тобто

$$T_{nop} = \frac{m_p + M_{Li}}{M_{Li}} \cdot |Q|,$$

звідки

$$|Q| = T_{nop} \cdot M_{Li} / (m_p + M_{Li}). \quad (6)$$

Швидкість протона знайдемо з формули для кінетичної енергії нерелятивістської частинки, тоді

$$V = \sqrt{2T_{nop}/m_p}. \quad (7)$$

Обчислюємо за формулами (6) та (7):

$$|Q| = \frac{1,89 \cdot 7,01601}{1,00759 + 7,01601} = 1,65 \text{ MeV},$$

отже, $Q = -1,65 \text{ MeV}$ (реакція ендоенергетична);

$$V = \sqrt{\frac{2 \cdot 1,89 \cdot 10^6 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}}{1,66 \cdot 10^{-27}}} = 1,14 \cdot 10^7 \text{ м/с}.$$

6.3. Енергія реакції поділу. Вважаючи, що в результаті поділу одного ядра урану-235 вивільнюється внутрішньоядерна енергія $\Delta E = 200 \text{ MeV}$, визначити масу ізоотопу ${}^{235}_{92}\text{U}$ в атомній бомбі з тротиліовим еквівалентом $R_{mp} = 30$ кілотонн, якщо тепловий еквівалент тротилу $q = 4,1 \text{ кДж/г}$.
Розв'язання. Енергія, що виділиться при поділі всіх ядер урану-235, що містяться в масі M цього ізоотопу, дорівнює

$$E = \frac{M}{m} \cdot N_A \cdot \Delta E, \quad (8)$$

де $m = 235 \text{ кг/кмоль}$ – маса кіломоля урану-235,

$N_A = 6,02 \cdot 10^{26} \text{ кмоль}^{-1}$ – число Авогадро.

Кількість енергії, що виділяється під час вибуху бомби з відповідним тротиліовим еквівалентом, дорівнює

$$E = q \cdot R_{mp}. \quad (9)$$

Прирівнявши (8) і (9), знайдемо масу M :

$$M = \frac{m \cdot q \cdot R_{mp}}{N_A \cdot \Delta E}.$$

Обчислюємо в системі СІ:

$$M = \frac{235 \cdot 4,1 \cdot 10^6 \cdot 30 \cdot 10^6}{6,02 \cdot 10^{26} \cdot 200 \cdot 10^6 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}} = 1,50 \text{ кг}.$$

6.4. Енергія термоядерного синтезу. Порівняти кількість енергії, що виділяється при реакції поділу 1 г урану-235, та енергії термоядерного синтезу 1 г гелію-4 з ядер дейтерію. Яка маса кам'яного вугілля з теплотворною здат-

ністю $q = 30 \text{ кДж/г}$ еквівалентна цим внутрішньоядерним енергіям?

Р о з в'я з а н н я. Згідно з формулою (8), що одержана в попередній задачі 6.3, енергія реакції поділу маси M урану-235 дорівнює

$$E_U = \frac{M}{m_U} \cdot N_A \cdot \Delta E. \quad (10)$$

Масу вугілля, що еквівалентна цій енергії, знайдемо за формулою

$$m_1 = \frac{E_U}{q}. \quad (11)$$

Тепер розглянемо термоядерну реакцію синтезу



Енергія цієї ядерної реакції може бути знайдена згідно з формулою (6-4), тобто

$$Q = 2m_D \cdot c^2 - m_{\text{He}} \cdot c^2. \quad (12)$$

Повна енергія, що виділиться в процесі синтезу маси M гелію-4, дорівнює

$$E_{\text{He}} = \frac{M}{m_{\text{He}}} \cdot N_A \cdot Q. \quad (13)$$

Масу вугілля, що еквівалентна цій енергії, знайдемо за формулою

$$m_2 = \frac{E_{\text{He}}}{q}. \quad (14)$$

Виконаємо обчислення за формулами (10) ... (14):

$$E_U = \frac{1 \cdot 10^{-3} \cdot 6,02 \cdot 10^{26} \cdot 200 \cdot 10^6 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}}{235} = 8,2 \cdot 10^{10} \text{ Дж};$$

$$m_1 = \frac{8,2 \cdot 10^{10}}{30 \cdot 10^6} = 2,73 \cdot 10^3 \text{ кг} = 2,73 \text{ тонн};$$

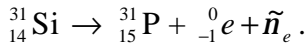
$$Q = 931,5 \cdot (2 \cdot 2,01410 - 4,00260) = 23,8 \text{ MeV};$$

$$E_{He} = \frac{1 \cdot 10^{-3} \cdot 6,02 \cdot 10^{26} \cdot 23,8 \cdot 10^6 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}}{4} = 57,3 \cdot 10^{10} \text{ Дж} ;$$

$$m_2 = \frac{57,3 \cdot 10^{10}}{30 \cdot 10^6} = 19,1 \cdot 10^3 \text{ кг} = 19,1 \text{ тонн}.$$

6.5. Енергія при бета-розпаді. Нерухоме ядро кремнію-31 викинуло електрон з кінетичною енергією $T_e = 0,45 \text{ MeV}$ та антинейтрино. Нехтуючи кінетичною енергією ядра віддачі, знайти кінетичну енергію антинейтрино.

Р о з в' я з а н н я. Запишемо схему β^- -розпаду так:



Вважаючи, що маса антинейтрино $m_n \approx 0$, знайдемо енергію, що виділяється в процесі розпаду, через маси ядер до та після розпаду і масу електрона, який вилетів, тобто

$$Q = c^2 \cdot [(M_{Si} - 14 \cdot m_e) - (M_P - 15 \cdot m_e) - m_e] = \\ = c^2 \cdot (M_{Si} - M_P), \quad (15)$$

де літерою M позначені маси відповідних атомів. На підставі закону збереження енергії знайдемо кінетичну енергію антинейтрино так:

$$T_n = Q - T_e. \quad (16)$$

Виконаємо обчислення за формулами (15) і (16):

$$Q = 931,50 \cdot (30,97535 - 30,97376) = 1,48 \text{ MeV}, \\ T_n = 1,48 - 0,45 = 1,03 \text{ MeV}.$$

Стислі висновки

1. Ядерні реакції – це процеси, в яких відбувається перебудова ядер і виникають нові ядра та мікрочастинки. Для здійснення ядерної реакції взаємодіючі ядра і частинки треба зблизити на відстані $\sim 10^{-15} \text{ м}$, коли починають діяти ядерні сили. В ході ядерних реакцій виконуються *закони*

збереження енергії, імпульсу, моменту імпульсу, електричного заряду, кількості нуклонів та інших.

2. Важливими *параметрами ядерних реакцій* є енергія ядерної реакції, поріг реакції, ефективний переріз та вихід ядерної реакції.
3. Існує два шляхи *вивільнення внутрішньоядерної енергії*: поділ важких ядер та синтез легких ядер. В процесі таких ядерних реакцій утворюються ядра, що мають більшу питому енергію зв'язку, ніж вихідні ядра, а це й означає виділення внутрішньоядерної енергії.
4. *Ланцюгові ядерні реакції* поділу важких ядер під дією нейтронів характеризуються таким параметром, як *коефіцієнт розмноження нейтронів k* . В атомних бомбах відбувається процес некерованої ланцюгової реакції поділу ($k > 1$). Робота ядерних реакторів на АЕС побудована на використанні керованих ланцюгових реакцій поділу ($k = 1$).
5. Ядерні реакції синтезу легких ядер можна здійснити, створивши температуру кілька мільйонів градусів, тому вони називаються *термоядерними*. Некеровані термоядерні процеси відбуваються на Сонці та інших зірках. Некеровані термоядерні процеси покладені в основу дії такої потужної зброї, як воднева бомба.
6. Найважливіше завдання ядерної енергетики – створити енергетичні реактори *керованого* термоядерного синтезу. Такі реактори дають енергетичний вихід набагато більший, ніж реактори, що використовують реакції поділу (див. задачу 6.4). Крім того, необхідно зауважити, що ядерна енергетика дозволяє уникнути використання величезної кількості вугілля та інших викопних енергетичних носіїв.

Питання для самоконтролю

- 1. Що називають ядерними реакціями? Як обчислюється енергія ядерної реакції?*
- 2. Чому в реакціях поділу важких ядер та реакціях синтезу легких ядер виділяється енергія?*
- 3. Що таке ланцюгова ядерна реакція? Які умови її розвитку?*
- 4. Пояснити принцип дії ядерних реакторів.*
- 5. Чому реакції синтезу ядер називають термоядерними?*
- 6. Пояснити принцип дії водневої бомби.*

Глава 7. Взаємодія іонізуючого випромінювання з речовиною

§ 7.1. Взаємодія заряджених частинок з речовиною

Практична і наукова потреба реєстрації та захисту від ядерного випромінювання всіх видів вимагає розуміння процесів їх взаємодії з речовиною. Найчастіше для реєстрації використовується іонізаційний ефект, створюваний частинками в різних середовищах. У зв'язку з цим ядерні випромінювання ще називають *іонізуючим випромінюванням*. Фізичні процеси взаємодії різних видів випромінювань з речовиною досить складні й різноманітні, тому обмежимося характеристикою їх основних особливостей [13, 14].

•**Важкі заряджені частинки** (α -частинки, дейтрони, протони). Основними видами взаємодії цих частинок є: 1) *електронні непружні зіткнення*, 2) *ядерні пружні зіткнення*, 3) *ядерні реакції*.

1. Частинки, рухаючись в речовині, здійснюють *дуже сильну іонізацію* атомів вздовж своєї траєкторії. Так, α -частинки з енергією $5,3 \text{ MeV}$ створюють $\sim 4 \cdot 10^4$ пар іонів/см при проходженні в повітрі, їхній пробіг становить $3,8 \text{ см}$. При збільшенні густини середовища, а також його атомного номера Z , питома іонізація середовища зростає. Це призводить до зменшення пробігу частинки в речовині. Наприклад, згадувана вище α -частинка в алюмінії має пробіг $\sim 20 \text{ мкм}$. При зіткненні важкої частинки з електронами атома можуть утворюватись електрони з відносно великою енергією (так звані δ -електрони), які в подальшому теж іонізують атоми середовища, створюючи вторинну іонізацію.

2. Завдяки кулонівській взаємодії може відбуватися процес пружного розсіяння позитивно заряджених частинок на ядрах атомів речовини, в результаті чого енергія частинки передається ядру. Незважаючи на те, що такі розсіювання

відбуваються багаторазово, втрати енергії важкими частинками у ~ 1000 разів менші, ніж при електронних зіткненнях. Ядра віддачі теж здійснюють іонізацію середовища.

3. Якщо енергія важкої частинки є достатньою для подолання кулонівського бар'єра, вона може вступити в ядерну реакцію з ядром. В результаті з'являються нові частинки з меншою енергією, а також g -кванти, що теж призводить до подальшої іонізації речовини. Хоча втрати енергії при ядерних реакціях є значними, ймовірність цих процесів низька.

В цілому, на утворення однієї пари іонів в газах витрачається в середньому приблизно 35 eV , а в твердих тілах – на порядок менше.

• **Легкі заряджені частинки** (електрони, позитрони). Основними процесами, в результаті яких втрачається енергія частинок, є: 1) *іонізація та збудження атомів речовини*, 2) *радіаційне гальмування*, а також процес анігіляції позитронів (див. § 7.2).

1. Завдяки електромагнітній взаємодії зарядженої частинки з електронною оболонкою атомів середовища відбувається їх іонізація та збудження, в результаті чого частинка поступово втрачає свою енергію.

2. В електричному полі ядра електрон одержує значне прискорення, яке пропорційне зарядовому числу Z ядра. Згідно з законами електродинаміки, частинка, що рухається з прискоренням, випромінює електромагнітне випромінювання, яке називається гальмівним (або радіаційним). Втрати на гальмівне випромінювання переважають іонізаційні, починаючи з енергій електрона $\sim 6 \text{ MeV}$.

Крім того, при проходженні позитронів відбувається їх анігіляція з електронами середовища, що породжує g -кванти, а відтак виникають інші іонізаційні механізми.

На відміну від важких заряджених частинок, які проходять крізь речовини, мало відхиляючись від початкового напрямку

руху, електрони здійснюють величезну кількість зіткнень з атомами, тому їхній шлях складається з хаотичних відрізків різних напрямків, зумовлених цими зіткненнями. У зв'язку з цим пробіги електронів у речовині мають великий розкид. Згідно з [15] для оцінок максимального пробігу b - частинок в алюмінії та повітрі можна користуватись емпіричними співвідношеннями

$$R_{\max} \approx 2 \cdot E_{0\max} \text{ мм Al}, \quad (7-1)$$

$$R_{\max} \approx 400 \cdot E_{0\max} \text{ см повітря}, \quad (7-2)$$

де $E_{0\max}$ - максимальна енергія b - частинок, MeB).

Середня енергія, що витрачається на створення однієї пари іонів, для легких і важких заряджених частинок є однаковою.

У випадках, коли товщина середовища менша за R_{\max} , а енергетичний спектр b - частинок досить вузький, користуються експоненціальним законом ослаблення потоку частинок, тобто

$$N = N_0 \cdot e^{-m \cdot d}, \quad (7-3)$$

де N – густина потоку b - частинок на глибині d в речовині,

N_0 – густина потоку на вході в речовину,

m - лінійний коефіцієнт ослаблення для b - частинок.

§ 7.2. Взаємодія g - квантів з речовиною

Гамма-кванти, як й інші незаряджені частинки, *безпосередньої* іонізації речовини не створюють. Проходячи в речовині, g -кванти взаємодіють з електронами або ядрами середовища, в результаті чого первинні g - кванти зникають повністю, натомість з'являються заряджені частинки та нові g - кванти меншої енергії. Заряджені частинки створюють іонізацію речовини, відповідно до процесів, розглянутих в § 7.1.

По мірі проходження g - квантів крізь речовину кількість первинних g -квантів, а отже, й інтенсивність випроміню-

вання зменшується. **Закон ослаблення** вузького пучка моноенергетичного g - випромінювання при проходженні крізь поглинаюче середовище має такий вигляд:

$$I = I_0 \cdot e^{-m \cdot x}, \quad (7-4)$$

де I – інтенсивність g - випромінювання на глибині x , I_0 - інтенсивність на вході в речовину, m - лінійний коефіцієнт ослаблення. На рис.72 представлений графік інтенсивності g - випромінювання залежно від товщини x захисного шару речовини. **Шаром половинного ослаблення** називається шар речовини товщиною $d_{1/2}$, який зменшує інтенсивність

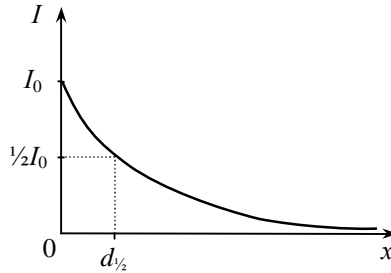


Рис.72

випромінювання вдвічі. Підставляючи в (7-4) $I = 1/2 I_0$, після нескладних перетворень маємо

$$d_{1/2} = \frac{\ln 2}{m} = \frac{0,693}{m}. \quad (7-5)$$

Якщо товщина поглинаючої речовини становить n шарів половинного ослаблення, то інтенсивність на виході дорівнює

$$I = \frac{I_0}{2^n}. \quad (7-6)$$

•Основними процесами взаємодії g -квантів з речовиною є:
1) *фотоефект*, 2) *комптон-ефект*, 3) *ефект утворення пар*.
Для g -квантів з енергіями $E_g > 10 \text{ MeV}$ мають місце безпосередньо *фотоядерні реакції* [13, 14, 15].

Для сумарного коефіцієнта ослаблення можна записати

$$m = t + s + p, \quad (7-7)$$

де t - коефіцієнт фотоелектричного поглинання, s - коефіцієнт поглинання завдяки комптонівській взаємодії, p - коефіцієнт поглинання при утворенні пар.

1. Фотоефект полягає у взаємодії g - кванта з електроном атома. Його енергія hn_0 витрачається на подолання зв'язку електрона в атомі та надання електрону кінетичної енергії T_e , тобто

$$hn_0 = E_{зв} + T_e. \quad (7-8)$$

Фотоефект відбувається на зв'язаних електронах атома, є характерним при невеликих енергіях g - квантів і сильно зростає при збільшенні атомного номера Z речовини.

2. Комптон-ефект стає основним процесом взаємодії g - квантів при збільшенні їх енергії. Коли $E_g \gg E_{зв}$, електрони можна вважати практично вільними, і тоді відбувається пружне розсіяння g - квантів на вільних електронах. При цьому виникають вторинні g - кванти меншої енергії, а також електрони віддачі. Баланс енергії запишеться так (див. § 1.8):

$$hn_0 = hn' + T_e. \quad (7-9)$$

Коефіцієнт поглинання за рахунок комптон-ефекту пропорційний атомному номеру Z середовища.

3. Процес утворення пар полягає в тому, що g - кванти достатньо великої енергії породжують електронно-позитронну пару (див. главу 8). Схема цього процесу така:

$$g + X \rightarrow e^- + e^+ + X, \quad (7-10)$$

де X – третя частинка (ядро або електрон), в присутності якої відбувається перетворення. Баланс енергії має такий вигляд:

$$hn_0 = 2m_0c^2 + T_{кин}, \quad (7-11)$$

де m_0 - маса спокою електрона і позитрона (це – античастинка для електрона), $T_{кин}$ - повна кінетична енергія пари. Оскільки

маси спокою електрона і позитрона дорівнюють $0,511 \text{ MeV}$, то мінімальна енергія g -кванта для утворення пари має становити $1,022 \text{ MeV}$. Поглинання за рахунок утворення пар зростає при збільшенні енергії g -квантів і пропорційне Z^2 . Позитрони в речовині взаємодіють з електронами (процес анігіляції), в результаті чого виникає кілька нових g -квантів меншої енергії:

$$e^+ + e^- \rightarrow g + g + (g). \quad (7-12)$$

На рис.73 представлені графіки відповідних коефіцієнтів поглинання g -квантів та сумарного ослаблення μ залежно від їх енергії. Графіки відображають загальні тенденції залежно-

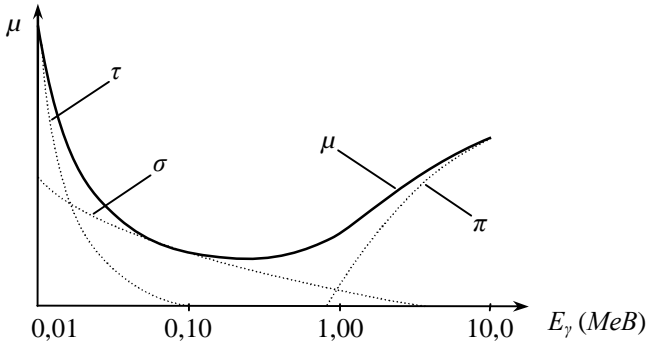


Рис.73

стей. Конкретні значення коефіцієнтів ослаблення для різних речовин залежно від енергії g -квантів наведені у відповідній довідковій літературі.

§ 7.3. Взаємодія нейтронів з речовиною

• Нейтрони не мають електричного заряду, тому при проходженні в речовині вони безпосередньо не здійснюють іонізацію атомів. Іонізувати середовище можуть тільки вторинні заряджені частинки, що виникають в результаті взаємодії нейтронів з ядрами речовини [13, 14].

Процеси взаємодії нейтронів з речовиною визначаються як їх енергією, так і атомним складом середовища. Залежно від енергії нейтрони розділяють на такі основні групи: *теплові* нейтрони ($E = 0,025 \text{ кеВ}$), *повільні* ($E < 1 \text{ кеВ}$), *проміжні* ($1 \text{ кеВ} < E < 500 \text{ кеВ}$), *швидкі* ($0,5 \text{ МеВ} < E < 10 \text{ МеВ}$), а також *дуже швидкі* та *надшвидкі*.

•Оскільки нейтрони не мають електричного заряду, вони можуть легко проходити в речовині, наближаючись до ядер на малі відстані, коли починають діяти ядерні сили. Серед основних процесів взаємодії нейтронів з ядрами речовини виділимо такі: 1) *пружне розсіяння*, 2) *непружне розсіяння*, 3) *радіаційне захоплення*, 4) *ядерні реакції з вильотом заряджених частинок*, а також *реакції поділу* (див. § 6.2).

1. При пружному розсіянні нейтрон змінює свій напрям руху, його енергія зменшується, оскільки частково передається ядру віддачі. Середня енергія, що передається ядру віддачі, визначається таким виразом:

$$\langle E \rangle = \frac{2M_{\text{я}}m_n}{(M_{\text{я}} + m_n)^2} \cdot E_0, \quad (7-13)$$

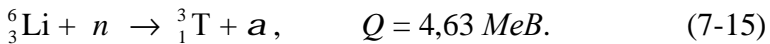
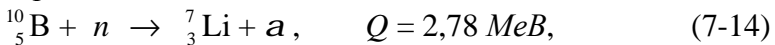
де $M_{\text{я}}$ - маса ядра, m_n - маса нейтрона, E_0 - енергія нейтрона. З формули (7-13) видно, що чим менша маса ядер поглинаючого середовища, тим більшу енергію втрачають нейтрони при кожному пружному зіткненні. Пружне розсіяння нейтронів має місце за будь-яких енергій, воно є основним механізмом сповільнення швидких нейтронів до теплових енергій.

2. При непружному розсіянні ядро віддачі опиняється у збудженому стані, з якого воно переходить у нормальний стан, випускаючи g - квант. Цей процес характерний для швидких нейтронів, коли їх енергія більша за енергію збудження ядра.

3. Радіаційне захоплення полягає в захопленні нейтрона ядром, внаслідок чого воно випускає g - квант з енергією

кілька *мегаелектрон-вольтів*. Цей процес характерний для теплових нейтронів і може відбуватися на ядрах практично всіх елементів.

4. В процесі розщеплення з вильотом заряджених частинок нейтрон захоплюється ядром, а далі відбувається ядерна реакція, продуктами якої є такі заряджені частинки, як протон, дейтрон, α - частинка тощо. Як приклад, наведемо такі ядерні реакції:



Заряджені частинки, g - кванти та ядра віддачі, що виникають при взаємодії нейтронів, у подальших процесах взаємодії з середовищем передають йому енергію і, зокрема, здійснюють іонізацію речовини.

§ 7.4. Одиниці вимірювання величин, пов'язаних з іонізуючим випромінюванням

Широке практичне використання ядерної енергії в усьому світі породило багато проблем, пов'язаних із впливом іонізуючого випромінювання на життєдіяльність живих організмів, міцність будівельних конструкцій, функціонування приладів та високотехнологічного обладнання. Крім того, ціла низка наукових галузей (біологія, медицина, захист довкілля, матеріалознавство, ядерні дослідження тощо) широко використовують іонізуюче випромінювання та оперують фізичними величинами, пов'язаними з ним. Тому доцільно познайомитись з деякими з цих величин більш детально [4, 14, 15, 16].

1. **Густина потоку частинок або квантів N** – це кількість частинок або квантів, що падають нормально на одиницю поверхні за одиницю часу. В системі СІ одиниця вимірювання цієї величини представляється так:

$$[N] = \frac{a - \text{част.}}{c \cdot m^2}, \text{ (або } \frac{b - \text{част.}}{c \cdot m^2}, \frac{\text{нейтрон}}{c \cdot m^2}, \frac{g - \text{квант}}{c \cdot m^2} \text{)}.$$

2. **Інтенсивність випромінювання I** – це кількість енергії, що переноситься за одиницю часу крізь одиницю поверхні при нормальному падінні проміння. В системі СІ одиниця вимірювання записується так:

$$[I] = \frac{\text{Дж}}{\text{с} \cdot \text{м}^2} = \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}.$$

3. **Поглинута доза випромінювання D_n** – це енергія, яку поглинає одиниця маси опроміненої речовини. В системі СІ одиницею вимірювання цієї величини є *грей*, який відповідає поглинанню енергії 1 Дж в 1 кг речовині. Позасистемною одиницею вимірювання є *рад*, який зв'язаний з *греєм* так:

$$1\text{Гр} = 1 \frac{\text{Дж}}{\text{кг}} = 100\text{рад}.$$

4. **Експозиційна доза рентгенівського і g - випромінювання D_0** - ця величина є мірою іонізації повітря рентгенівським або g - випромінюванням і в системі СІ вимірюється в *кулонах на кілограм (Кл/кг)*. Також широко використовується позасистемна одиниця вимірювання – *рентген (Р)*:

$$1\text{Р} = 2,57976 \cdot 10^{-4} \text{Кл/кг}.$$

Експозиційна доза 1Р створює при нормальних умовах в 1 см³ повітря 2,08·10⁹ пар іонів. В енергетичному еквіваленті ця доза відповідає поглинутій у повітрі дозі в такій кількості:

$$1\text{Р} = 0,88 \cdot 10^{-2} \text{Дж/кг} = 0,88 \text{рад}.$$

5. **Еквівалентна доза випромінювання D** . Ця величина вводиться для розрахунку дози від різних видів іонізуючих випромінювань з урахуванням їхньої біологічної дії. Для різних видів випромінювань установлені так звані *середні коефіцієнти якості K* :

рентгенівське і	
g - випромінювання	1
β - випромінювання	1
нейтрони і протони	10
α - випромінювання.....	20.

Еквівалентна доза чисельно дорівнює добутку

$$D = K \times D_n . \quad (7-16)$$

Одиницею еквівалентної дози є *зіверт*. 1 зіверт (Зв) – це доза будь-якого іонізуючого випромінювання, що спричинює таку саму біологічну дію, як і доза рентгенівського або гамма-випромінювання 1 Гр. Позасистемною одиницею є *бер* – *біологічний еквівалент рентгена*. 1 бер = 0,01 Зв.

Наведемо значення еквівалентної дози в *зівертах* для деяких випадків:

природне фонове опромінення за рік	0,001
допустиме опромінення населення за рік	0,005
опромінення при рентгенографії зубів	0,03
допустиме опромінення персоналу АЕС за рік	0,05
початкова стадія променевої хвороби	1,0
важкий ступінь променевої хвороби	4,5

§ 7.5. Методи реєстрації іонізуючих випромінювань

Іонізуюче випромінювання (потоки елементарних частинок та ядер нуклідів) можна спостерігати та реєструвати завдяки його взаємодії з робочою речовиною приладів, які називаються *детекторами* частинок. Вони підрозділяються на дві групи – **лічильники** та **трекові прилади**. Перші фіксують факт прольоту частинок, а другі дозволяють спостерігати сліди (треки) частинок в речовині та їх перетворення.

Розглянемо принцип дії основних детекторів частинок.

Лічильник Гейгера – Мюллера. Будова лічильника та електрична схема його ввімкнення представлені на рис.74. Виготовляються такі лічильники у вигляді металевого циліндра, вздовж осі якого натягується тонка металева нитка. Лічильник заповнюють найчастіше сумішшю спеціально підібраних газів, наприклад, аргону з повітрям або зі спиртовою парою, при тиску ~ 100 мм рт. ст. При такому тиску газу достатньо прикласти напругу ~ 1500 В, щоб у

ньому міг виникати самостійний газовий розряд. Чутливість лічильника до іонізуючого випромінювання є настільки високою, що поява хоча б однієї пари іонів у робочому об'ємі лічильника спричиняє розряд, який переходить у режим самостійного розряду при напругах більше *напруги запалювання* U_3 . На резисторі R виникає імпульс напруги. Коли в резисторі тече струм, напруга між корпусом і ниткою лічильника спадає, і самостійний розряд припиняється. Імпульси від проходження іонізуючих частинок далі подаються на перерахункову систему ПС.

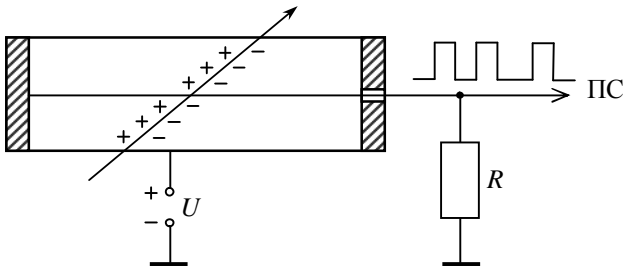


Рис.74

Основною характеристикою лічильника є *лічильна характеристика*, тобто залежність кількості імпульсів N від прикладеної напруги U (рис.75). Робочою ділянкою є область

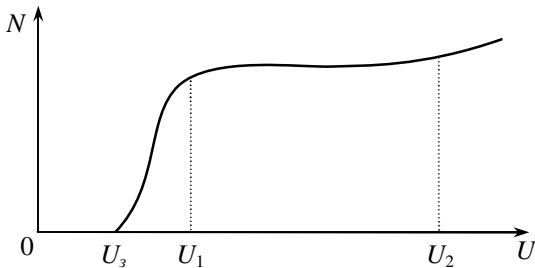


Рис.75

плато між напругами U_1 та U_2 , де кількість імпульсів мало

залежить від напруги. Для якісних лічильників протяжність плато становить $\sim 100\text{ В}$, а його нахил $-2\dots 3\%$. Також важливою характеристикою лічильника є *мертвий час* t , тобто час після прольоту першої частинки, коли друга частинка не буде зареєстрована. Щоб його зменшити, треба швидко погасити самостійний розряд, викликаний іонізуючою частинкою. Для цього використовується спеціальний склад газу (самогасні лічильники) або застосовують великий опір $R \sim 10^9\text{ Ом}$ (несамогасні лічильники). Для більшості лічильників Гейгера-Мюллера $t \sim 10^{-4}\text{ с}$.

Ще одним показником детектора іонізуючих випромінювань є *ефективність реєстрації*, тобто відношення кількості зареєстрованих частинок до їх повної кількості.

Ефективність реєстрації *заряджених частинок* є близькою до 100% (для реєстрації α - частинок треба робити отвір в стінці лічильника або вносити препарат всередину).

Реєстрація g - *квантів* відбувається завдяки вторинним електронам, які виникають при взаємодії g - квантів з стінками лічильника. Ефективність реєстрації g - квантів становить $\sim 1\dots 2\%$.

Для реєстрації *повільних нейтронів* у газ лічильника додають газоподібний BF_3 . В результаті ядерної реакції нейтрона з бором (7-14) утворюється α - частинка, яка іонізує газ в лічильнику. Ефективність реєстрації повільних нейтронів дорівнює $\sim 0,6\%$.

Щоб реєструвати *швидкі нейтрони*, в газ додають речовини, які містять водень. В результаті пружних зіткнень нейтронів з легкими ядрами водню виникають ядра віддачі, тобто протони, які здійснюють іонізацію газу в лічильнику. Ефективність реєстрації швидких нейтронів дорівнює $\sim 0,3\%$.

Сцинтиляційні лічильники. Вони являють собою поєднання *сцинтилятора* (фосфору) і фотоелектричного помножувача (ФЕП). Схематична будова сцинтиляційних лічиль-

ників представлена на рис.76. Принцип роботи лічильника такий. Заряджена частинка в сцинтиляторі (Сц) здійснює іонізацію та збудження його молекул, котрі за короткий час $\sim 10^{-9} \text{ с}$ переходять в основний стан, випускаючи фотони з $I \sim 4000 \text{ \AA}$. Так виникає спалах світла (сцинтиляція). Фотони

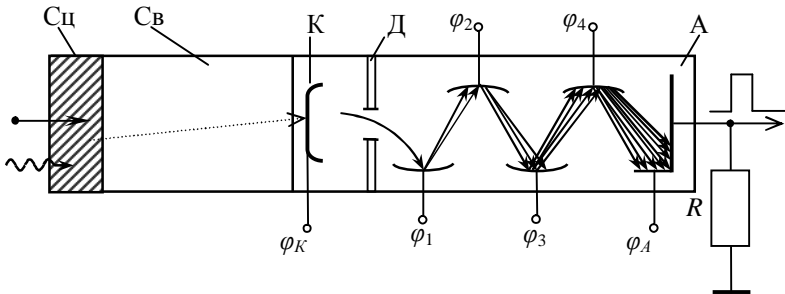


Рис.76

проходять по світлопроводу (Св) і падають на фотокатод (К) ФЕП, вибиваючи з нього фотоелектрони згідно з явищем зовнішнього фотоефекту. Під дією прикладеної напруги вони фокусуються діафрагмою (Д) і спрямовуються на перший електрод (динод), до якого прикладений прискорюючий потенціал j_1 . Завдяки вторинній електронній емісії, коефіцієнт якої $S > 1$, з динода вибивається більше електронів, ніж падає. На наступні диноди подаються послідовно вищі потенціали, що призводить до лавиноподібного зростання кількості електронів, і на аноді (А) ФЕП з'являється імпульс напруги.

Сцинтилятори бувають різноманітні: неорганічні (кристал NaJ, активований талієм Tl), органічні (антрацен), пластмасові, рідинні, газові. Катод і покриття динодів виготовляють з використанням стибію Sb і цезію Cs. Коефіцієнт підсилення ФЕП досягає значень $k \sim 10^7$.

Мертвий час сцинтиляційних лічильників дуже малий і може становити $t \sim 10^{-8} \text{ с}$. Вони також мають досить високу

ефективність реєстрації γ - квантів і нейтронів, яка може сягати $\sim 10\%$.

Напівпровідникові кристалічні лічильники. Вони являють собою напівпровідниковий діод, на який подається запірна напруга, тобто на n - області потенціал знака “+”, а на p - області - знака “-”. Така схема ввімкнення представлена на рис.77,а. При такому ввімкненні в $p - n$ -переході тече дуже маленький зворотний струм I_s , зумовлений неосновними носіями (на рис.77,б показана вольт-амперна характеристика $p - n$ -переходу).

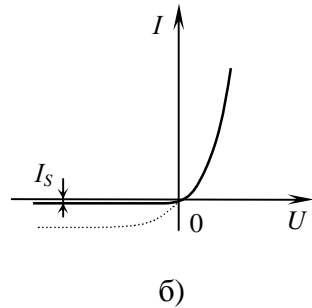
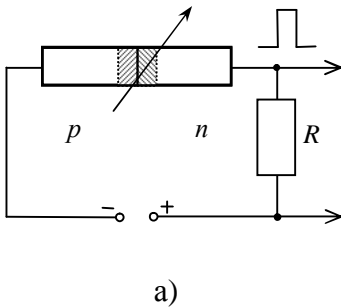


Рис.77

При проходженні зарядженої частинки в області $p - n$ -переходу (заштрихована область) вона витрачає свою енергію на створення пар електронів і дірок, що призводить до значного зростання концентрації неосновних носіїв. У цьому випадку сильно зростає зворотний струм (на рис.77,б показаний пунктиром), і на резисторі R виникає імпульс напруги.

Мертвий час напівпровідникових кристалічних лічильників досить малий і дорівнює $t \sim 10^{-8} \text{ с}$. Такі лічильники мають високу ефективність реєстрації заряджених частинок, а також g - квантів, завдяки тому, що на утворення однієї пари носіїв витрачається всього 3...4 eB, що в десять разів менше, ніж при іонізації газу. Таким чином, у напівпровіднику виникає дуже багато носіїв заряду.

Важливою перевагою напівпровідникових лічильників є їх

малі розміри і компактність.

Камера Вільсона. Це – перший трековий детектор частинок. Він був розроблений Ч.Вільсоном у 1912 р. Принцип дії камери Вільсона ґрунтується на здатності іонів бути центрами конденсації краплинок у пересиченій парі. Схему камери Вільсона з поршневым пристроєм зображено на рис.78. Вона має досить великий об'єм V , заповнений якимось газом, що не конденсується (повітря, водень, гелій, азот, аргон тощо) і насичений парами деяких рідин, найчастіше – це вода і спирт. За допомогою поршня (П) здійснюється адіабатичне розширення робочого об'єму, температура зменшується до значень нижче температури конденсації пари. Такий стан називається *переохолодженою* парою. Якщо в цей час в робочий об'єм залетить заряджена частинка, то на своєму шляху вона іонізує молекули газу, які стають центрами конденсації пари. Ці треки (сліди частинок) фотографують крізь

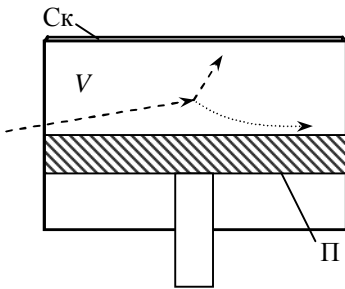


Рис.78

скло (Ск) камери, створивши потрібну підсвітку конденсованих краплинок. Для вивчення характеристик іонізуючих частинок камера поміщається в магнітне поле. За характером траєкторій частинок, а також подальших їх розпадів на інші частинки,

встановлюють їх природу і закономірності перетворень.

Серед інших трекових детекторів іонізуючих частинок важливе місце в наукових дослідженнях посідають **бульбашкові камери, іскрові камери, а також фотоемульсійний метод** [1, 2, 4, 13].

Задачі

7.1. Закон ослаблення g - випромінювання. Знайти лінійний

коефіцієнт поглинання g -квантів з енергією 3 MeV у воді та свинці, якщо відстані, на яких потік цих квантів зменшується у $k = 10$ разів, дорівнюють $l_1 = 58 \text{ см}$ та $l_2 = 4,9 \text{ см}$ відповідно.

Р о з в' я з а н н я. Згідно з формулою (7-4) ослаблення інтенсивності відбувається за експоненціальним законом залежно від товщини поглинаючого середовища, тобто

$$I = I_0 \cdot e^{-m \cdot x}. \quad (1)$$

Оскільки $k = I_0 / I$, то з виразу (1) одержуємо

$$k = e^{m \cdot x}. \quad (2)$$

Прологарифмуємо вираз (2), тоді одержуємо

$$\ln k = m \cdot x,$$

звідки

$$m = \frac{\ln 10}{x}. \quad (3)$$

Згідно з формулою (3) виконуємо обчислення, підставляючи замість x для води l_1 і для свинцю l_2 :

$$m_1 = \frac{2,30}{0,58} = 3,97 \text{ м}^{-1},$$

$$m_2 = \frac{2,30}{0,049} = 46,9 \text{ м}^{-1}.$$

7.2. Шар половинного ослаблення. Лінійні коефіцієнти ослаблення g -випромінювання з енергією 3 MeV для заліза і свинцю має значення $m_1 = 0,283 \text{ см}^{-1}$ та $m_2 = 0,472 \text{ см}^{-1}$ відповідно. У скільки разів зменшить інтенсивність випромінювання плита, що складається з заліза товщиною $d_1 = 10 \text{ см}$ та свинцю товщиною $d_2 = 5 \text{ см}$?

Р о з в' я з а н н я. За формулою (7-5) знайдемо товщину шару половинного ослаблення для заліза і свинцю:

$$\Delta_1 = \frac{0,693}{m_1} \quad \text{та} \quad \Delta_2 = \frac{0,693}{m_2}. \quad (4)$$

Тепер знайдемо, скільки шарів половинного ослаблення становить кожний матеріал захисної плити:

$$n_1 = \frac{d_1}{\Delta_1} = \frac{d_1 m_1}{0,693} \quad \text{та} \quad n_1 = \frac{d_2}{\Delta_2} = \frac{d_2 m_2}{0,693}. \quad (5)$$

Таким чином, вся плита являє собою середовище, яке відповідає такій кількості шарів половинного ослаблення:

$$n = n_1 + n_2. \quad (6)$$

Згідно з формулою (7-6) ослаблення інтенсивності дорівнює

$$\frac{I_0}{I} = 2^n. \quad (7)$$

Спочатку зробимо обчислення за формулами (5):

$$n_1 = \frac{10 \cdot 0,283}{0,693} = 4,08 \quad \text{та} \quad n_2 = \frac{5 \cdot 0,472}{0,693} = 3,41.$$

За формулою (6) знаходимо

$$n = 4,08 + 3,41 = 7,49.$$

Тепер обчислюємо ослаблення інтенсивності (7):

$$I_0/I = 2^{7,49} = 179,8 \approx 180.$$

7.3. Еквівалентна доза випромінювання. Провести оцінку еквівалентної дози випромінювання, яку отримує людина масою $m = 80$ кг протягом часу $t = 8$ годин, перебуваючи на відстані $R = 3$ м від радіоактивного джерела $^{60}_{27}\text{Co}$ активністю $a = 1$ Ки.

Р о з в' я з а н н я. З довідкової літератури [15] дістаємо такі параметри кобальтового джерела: на один розпад ядра нукліда $^{60}_{27}\text{Co}$ припадає $k_{\text{вих}} = 2$ гамма-кванти з середньою енергією $\langle E_g \rangle \approx 1,25$ MeV та один електрон з $E_{\text{max}} = 0,3$ MeV. Середня енергія електрона приблизно

дорівнює третині від E_{\max} , тобто $\langle E_e \rangle \approx 0,1 \text{ MeV}$ [17]. Припустимо, що гамма-кванти в тілі людини втрачають $h \approx 20\%$ своєї енергії, а електрони – всю енергію. Вважаючи джерело випромінювання точковим, одержимо для густини потоку гамма-квантів і електронів на відстані R відповідно

$$N_g = \frac{a \cdot k_{\text{вих}}}{4\pi \cdot R^2} \quad \text{та} \quad N_e = \frac{a}{4\pi \cdot R^2}. \quad (8)$$

Припустимо, що площа силуету людини дорівнює $S \approx 0,5 \text{ м}^2$. Враховуючи, що коефіцієнт якості гамма- та бета- випромінювання $K = 1$, знайдемо еквівалентну дозу як відношення енергії частинок, переданої тілу за час t , до маси тіла. З урахуванням виразів (8) маємо

$$D = \frac{a \cdot S \cdot t \cdot (h \cdot k_{\text{вих}} \langle E_g \rangle + \langle E_e \rangle)}{4\pi \cdot R^2 \cdot m}. \quad (9)$$

Обчислюємо в системі СІ:

$$D = \frac{3,7 \cdot 10^{10} \cdot 0,5 \cdot 8 \cdot 3,6 \cdot 10^3 (0,2 \cdot 2 \cdot 1,25 + 0,1) \cdot 10^6 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}}{4 \cdot 3,14 \cdot 9 \cdot 80} =$$

$$= 0,00565 \text{ Зв} = 0,565 \text{ бер.}$$

Взявши до уваги значення еквівалентних доз для деяких випадків, наведених в § 7.4, зазначимо, що за такого опромінення протягом півроку може настати початкова стадія променевої хвороби.

Для більш точного обчислення еквівалентних доз користуються спеціально розробленими таблицями, які наводяться в довідковій літературі.

Стислі висновки

1. Заряджені частинки при проходженні в речовині втрачають свою енергію. В основному їх енергія йде на іонізацію середовища. На створення однієї пари іонів у газах ви-

трачається $\sim 35 \text{ eV}$, у твердих тілах - до 4 eV . Крім іонізації, для важких заряджених частинок (α , p , d) характерним є процес пружного розсіяння на ядрах атомів та ядерні реакції. Пробіг важких заряджених частинок у речовині становить $\sim 10 \text{ мкм}$. Для легких заряджених частинок (e^- , e^+) істотним процесом є радіаційне гальмування, коли в результаті прискореного руху вони випускають електромагнітне випромінювання. Пробіг у газах для цих частинок дорівнює $\sim 10 \text{ см}$, а в твердих тілах $\sim 10 \text{ мм}$.

2. Гамма-кванти безпосередньої іонізації речовини не здійснюють, оскільки вони не мають електричного заряду. Головними процесами їх взаємодії з речовиною є фото-ефект, комптон-ефект та ефект утворення електронно-позитронних пар. У процесі взаємодії первинний g -квант зникає, натомість виникає новий g -квант меншої енергії, а електрони, що виникають, здійснюють іонізацію речовини. Ослаблення інтенсивності первинного g -випромінювання відбувається за експоненціальним законом залежно від товщини захисного середовища.
3. Нейтрони також безпосередньої іонізації речовини не здійснюють. Завдяки відсутності електричного заряду вони можуть легко наближуватись до ядер на відстані, коли починають діяти ядерні сили. В ході пружних зіткнень з ядрами нейтрони зменшують свою енергію, частково передаючи її ядрам речовини. Найкращими сповільнювачами нейтронів є середовища, маса ядер речовини якого маленька. Непружні зіткнення або радіаційне захоплення нейтронів супроводжуються випромінюванням збудженими ядрами g -квантів, які взаємодіють з речовиною згідно з п.2. В процесі ядерних реакцій нейтронів з ядрами речовини утворюються осколки ядер та інші заряджені частинки, які призводять до іонізації речовини.

4. Основними одиницями вимірювання величин, пов'язаних з іонізуючим випромінюванням, є:
 - густина потоку частинок $\left(\frac{\text{част.}}{\text{м}^2 \cdot \text{с}} \right)$;
 - інтенсивність випромінювання $\left(\frac{\text{Дж}}{\text{м}^2 \cdot \text{с}} = \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2} \right)$;
 - поглинута доза випромінювання $\left(1\text{Гр} = \frac{1\text{Дж}}{1\text{кг}} \right)$;
 - експозиційна доза ($1\text{Р} = 2,57976 \cdot 10^{-4} \text{ Кл/кг}$);
 - еквівалентна доза (Зв).
5. Існує багато різноманітних методів реєстрації іонізуючих випромінювань. Усі вони базуються на фізичних процесах взаємодії випромінювання з речовиною. Прилади, що фіксують проходження іонізуючої частинки, називаються лічильниками. Відповідне їх використання дозволяє вимірювати дозу випромінювання. Трекові камери та фото-емульсійний метод дозволяють спостерігати сліди (треки) частинок та вивчати їх перетворення.

Питання для самоконтролю

1. Які процеси лежать в основі взаємодії важких заряджених частинок з речовиною?
2. Пояснити основні процеси втрати енергії легкими зарядженими частинками при проходженні в речовині.
3. Якими є основні процеси взаємодії γ -квантів з речовиною?
4. За яким законом відбувається ослаблення вузького пучка моноенергетичного γ -випромінювання?
5. Що таке шар половинного ослаблення?
6. Що таке еквівалентна доза випромінювання і в яких одиницях вона вимірюється?
7. Пояснити принцип роботи лічильника Гейгера – Мюллера.

Глава 8. Елементарні частинки

§ 8.1. Поняття елементарних частинок

• Термін “елементарні частинки” означає первинні, неподільні частинки, тобто найпростіші складові елементи матерії, внутрішня будова яких **невідома**. У зв’язку з цим поняття “елементарності” найменших об’єктів матерії істотно змінювалось на різних історичних етапах розвитку фізики [2, 4, 5, 11, 17]. Хронологічно можна виділити такі рівні “елементарності” найменших частинок матерії:

- 1) до 1897 р. – атомарний рівень, коли було відомо ~ 90 різних атомів, які тоді вважались неподільними;
- 2) 1897 ... 1913 р.р. – електронно-ядерний рівень, коли був відкритий електрон, а досліди Резерфорда показали, що в атомах є важке позитивно заряджене ядро з розмірами $\sim 10^{-15}$ м;
- 3) 1913 ... 1932 р.р. – електронно-нуклонний рівень, коли були відкриті протони, нейтрони, нейтрино, а також утвердилось поняття про фотони;
- 4) до 1964 р. – суб’ядерний рівень, коли в космічних променях були відкриті, а пізніше на прискорювачах заряджених частинок були отримані мезони, гіперони, резонанси, дивні частинки, античастинки тощо;
- 5) після 1964 р. – кварково-лептонний рівень, коли стали вважати найменшими неподільними дискретними елементами матерії кварки та лептони.

На теперішній час налічується понад 480 елементарних частинок у *широкому розумінні*, тобто таких, що мають внутрішню структуру.

Елементарних частинок у *вузькому розумінні*, тобто таких, внутрішня будова яких невідома, значно менше. Це – 6 лептонів, 6 антилептонів, 6 кварків, 6 антикварків, а також кванти взаємодійних полів – фотон (квант електромагнітного

поля), 3 векторних проміжних бозони (слабка взаємодія), 8 глюонів (сильна взаємодія), гравітон (квант гравітаційного поля).

• Фізика елементарних частинок вивчає закони мікросвіту на відстанях $l < 10^{-15}$ м, коли проявляється дія ядерних сил. Щоб дослідити фізичні процеси на таких малих відстанях, проводять зіткнення частинок високих енергій на прискорювачах [5, 17]. Оцінімо, які повинні бути енергії частинок у цих дослідях. Співвідношення невизначеностей для координат й імпульсу (2-7) в даному випадку можна записати так:

$$p \cdot l > \frac{h}{2}. \quad (8-1)$$

Повну енергію ультрарелятивістської частинки, тобто частинки, що має швидкість, близьку до швидкості світла, можна виразити через її імпульс, а саме

$$E = m \cdot c^2 = p \cdot c. \quad (8-2)$$

Підставляючи імпульс p з (8-2) в (8-1), для енергії одержимо

$$E > \frac{h \cdot c}{2 \cdot l}. \quad (8-3)$$

Обчислимо енергію в електрон-вольтах:

$$E > \frac{1,05 \cdot 10^{-34} \cdot 3 \cdot 10^8}{2 \cdot 10^{-15} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}} \approx 10^8 \text{ eV}.$$

Отже, для проникнення на відстані, які менші за l , потрібні дуже великі енергії. У зв'язку з цим фізику елементарних частинок ще називають *фізикою високих енергій*.

§ 8.2. Класифікація елементарних частинок

Дотепер не створено єдиної теорії елементарних частинок, тому і немає строгої систематики їх [1, 2, 5, 8, 17]. Це пов'язано з тим, що не до кінця з'ясовані механізми *фундаментальних взаємодій* та існування *структури частинок* (див. наступні параграфи).

•Особливу групу елементарних частинок складають **фотони** (або g - кванти), що є *переносниками електромагнітної взаємодії*, а також **проміжні векторні бозони** W^\pm та Z^0 , які є *переносниками слабкої взаємодії*. Крім того, окремо виділяють **глюони**, які відіграють роль *переносників сильної взаємодії*, а також **гравітони** – гіпотетичні *переносники гравітаційної взаємодії*. Більш детальна характеристика цих частинок розглядається в § 8.5.

Залежно від участі в тих або інших видах фундаментальної взаємодії всі елементарні частинки в *широкому розумінні*, крім фотона, поділяють на дві основні групи: **лептони** й **адрони**. В табл. 8.1 і 8.2 представлені основні характеристики цих частинок: маса в MeV , спін в одиницях \hbar , час життя, електричний заряд $\pm e$, вид фундаментальної взаємодії.

•**Лептонами** (див. табл. 8.1) називаються частинки, які не беруть участі в сильній взаємодії й мають спін $\frac{1}{2}$. Вони підлягають статистиці Фермі-Дірака, тобто є ферміонами. Існує шість заряджених лептонів: *електрон* e^- , *позитрон* e^+ , *мюони* m^\pm і *таони* t^\pm . Їх доповнюють шість нейтральних

Таблиця 8.1

Група	Назва	Частинка	Античастинка	Маса, MeV	Спін, \hbar	Час життя, s	Вид взаємодії
Лептони	Електрон, позитрон	e^-	e^+	0,511	1/2	∞	слабка, ел.-маг.
	Мюон	m^-	m^+	106	1/2	$2,2 \cdot 10^{-6}$	слабка, ел.-маг.
	Таон	t^-	t^+	1784	1/2	$3 \cdot 10^{-13}$	слабка, ел.-маг.
	Нейтрино	n_e	\tilde{n}_e	$<18 \text{ eV}$	1/2	∞	слабка
		n_m	\tilde{n}_m	$<0,25$	1/2	∞	слабка
		n_t	\tilde{n}_t	<35	1/2	?	слабка

частинок: *нейтрино* та *антинейтрино електронне* (p_e, \tilde{p}_e), *мюонне* (p_μ, \tilde{p}_μ) і *таонне* (p_t, \tilde{p}_t). Нейтральні лептони (нейтрино) не беруть участі в електромагнітній взаємодії. Стабільними частинками є електрон, позитрон, електронне і мюонне нейтрино.

Всі лептони вважаються точковими частинками (істинно елементарними), оскільки у них не виявлена внутрішня структура.

• **Адронами** (див. табл. 8.2) називаються елементарні частинки, які беруть участь у сильній взаємодії. Як правило, вони також беруть участь і в усіх інших видах взаємодії – електромагнітній та слабкій. Ця група налічує близько 400 елементарних частинок, які підрозділяють на **мезони**, **баріони** та **резонанси** (останні в табл. 8.2 не представлені).

До *мезонів* відносять нестабільні частинки, які беруть участь у сильній і слабкій взаємодії, а заряджені – ще й в електромагнітній. Спін мезонів дорівнює нулю, тому вони підлягають статистиці Бозе-Ейнштейна (тобто є бозонами). Маси їх мають значення, проміжні між масою електрона і протона. Крім представлених у табл. 8.2 *p*-мезонів (піонів), *K*-мезонів (каонів) та ета-мезона (етона) *h*, пізніше були відкриті більш важкі мезони $D^\pm, D^0, F^\pm, B^\pm, B^0$.

Баріонами називають адрони з півцілим спіном і масами, не меншими маси протона. До них відносяться *нуклони* (*протони* та *нейтрони*) і кілька типів *гіперонів*: *ламбда* (Λ^0), *сигма* ($\Sigma^+, \Sigma^0, \Sigma^-$), *кси* (Ξ^0, Ξ^-), *омега* (Ω^-). Всі бариони є ферміонами. Протон є стабільною частинкою, середній час життя нейтрона ~ 15 хвилин. Гіперони мають час життя $\sim 10^{-10}$ с.

• **Резонансами** називають адрони, час життя яких менше $10^{-24} \dots 10^{-23}$ с. В групу резонансів входять мезонні й баріонні резонанси. Як і всі адрони, резонанси беруть участь у сильній взаємодії, мають внутрішню структуру (див. § 8.4) і по суті є

Таблиця 8.2

Група	Назва	Частинка	Античастинка	Маса, MeV	Спін, \hbar	Час життя, s	Вид взаємодії
Мезони	Піони	p^+	p^-	139,6	0	$2,6 \cdot 10^{-8}$	сил.,слаб., ел.-маг.
		p^0		135	0	$0,84 \cdot 10^{-16}$	сил.,слаб.,
	Каони	K^+	K^-	493,5	0	$1,2 \cdot 10^{-8}$	сил.,слаб. ел.-маг.
		K^0	\tilde{K}^0	497,7	0	$\sim 10^{-10}$	сил.,слаб.,
	Етон	h		548,8	0	$2,6 \cdot 10^{-19}$	сил.,слаб.
Баріони	Протон	p	\tilde{p}	938,3	1/2	∞	сил.,слаб. ел.-маг.
	Нейтрон	n	\tilde{n}	939,6	1/2	925	сил.,слаб.
	Гіперони	Λ^0	$\tilde{\Lambda}^0$	1115	1/2	$2,6 \cdot 10^{-10}$	сильна
		Σ^+	$\tilde{\Sigma}^+$	1189	1/2	$0,8 \cdot 10^{-10}$	слабка
		Σ^0	$\tilde{\Sigma}^0$	1192	1/2	$\sim 10^{-14}$	+
		Σ^-	$\tilde{\Sigma}^-$	1197	1/2	$1,5 \cdot 10^{-10}$	ел.-маг
		Ξ^0	$\tilde{\Xi}^0$	1315	1/2	$2,9 \cdot 10^{-10}$	(для заряд.
		Ξ^-	$\tilde{\Xi}^-$	1321	1/2	$1,6 \cdot 10^{-10}$	частинок)
		Ω^-	$\tilde{\Omega}^-$	1672	3/2	$0,8 \cdot 10^{-10}$	

збудженими станами адронів. Резонанси утворюють найбільш чисельний квазідискретний спектр адронів.

На відміну від лептонів адрони мають внутрішню структуру (див. § 8.4).

§ 8.3. Закони збереження у світі елементарних частинок

· Згідно з сучасними науковими даними *абсолютно стабільними* є тільки дев'ять частинок: фотон (g), протон (p),

антипротон (\tilde{p}), електрон (e^-), позитрон (e^+), електронне (n_e) та мюонне (n_m) нейтрино, а також відповідні антинейтрино (\tilde{n}_e, \tilde{n}_m). Всі решта частинок самочинно розпадаються. В результаті послідовних розпадів нестабільних частинок у підсумку народжуються стабільні частинки.

Майже для кожної елементарної частинки існує *античастинка*. Частинки й античастинки мають однакові масу, спіні, час життя, але решта їхніх характеристик (електричний заряд, власний магнітний момент та ін.) протилежні за знаком. В деяких випадках частинка та античастинка є абсолютно тотожними, вони називаються *істинно нейтральними* (наприклад, фотон g , p^0 -мезон, h -мезон та деякі інші).

При взаємодії частинки й античастинки відбувається їх **анігіляція**, в результаті чого вони зникають, а натомість народжуються інші елементарні частинки.

Можливість народження і зникнення частинок у процесах їх зіткнень або самочинного розпаду є однією з найважливіших властивостей елементарних частинок [5, 17].

•Взаємні перетворення елементарних частинок відбуваються у відповідності до законів, що діють у світі частинок. Умовно їх можна розділити на три групи:

- 1) закони збереження, пов'язані з геометрією 4-вимірного простору-часу;
- 2) точні закони збереження зарядів, якими наділяють частинки;
- 3) наближені закони збереження, що виконуються тільки для деяких фундаментальних взаємодій.

До першої групи законів відносяться закони збереження імпульсу, моменту імпульсу та повної енергії.

До другої групи відносяться закони збереження електричного заряду Q , баріонного заряду B та лептонних зарядів: електронного L_e , мюонного L_m і таонного L_t . Згідно з цими законами для позитивно заряджених частинок $Q = +1$, а для

негативно заряджених $Q = -1$. Всім частинкам-баріонам приписується баріонний заряд $B = +1$, а відповідним античастинкам $B = -1$. Аналогічно, всі лептони мають лептонний заряд $+1$, а їх античастинки -1 . Таким чином, у процесі взаємних перетворень елементарних частинок в ізольованих системах мають виконуватись такі співвідношення:

$$\sum_i Q_i = \text{const}, \quad \sum_i B_i = \text{const}, \quad \sum_i L_i = \text{const}. \quad (8-4)$$

Стосовно третьої групи законів відмітимо, що такі характеристики елементарних частинок, як *ізотопічний спин* I , *парність* P , *дивність* S та деякі інші, можуть не виконуватись при деяких фундаментальних взаємодіях.

• Наведемо головні схеми (моди) розпаду деяких елементарних частинок, в яких виконуються закони збереження зарядів (8-4). Зауважимо, що ці розпади є самочинними, оскільки сума мас новоутворених частинок менша, ніж маса вихідної частинки. Записуються вони так:

- 1) $m^- \rightarrow e^- + n_m + \tilde{n}_e, \quad m^+ \rightarrow e^+ + \tilde{n}_m + n_e,$
- 2) $t^- \rightarrow m^- + \tilde{n}_m + n_t, \quad t^+ \rightarrow m^+ + n_m + \tilde{n}_t,$
- 3) $p^+ \rightarrow m^+ + n_m, \quad p^- \rightarrow m^- + \tilde{n}_m,$
- 4) $p^0 \rightarrow g + g,$
- 5) $K^+ \rightarrow m^+ + n_m, \quad K^- \rightarrow m^- + \tilde{n}_m,$
- 6) $K^0 \rightarrow p^+ + p^-,$
- 7) $h \rightarrow g + g,$
- 8) $n \rightarrow p + e^- + \tilde{n}_e, \quad \tilde{n} \rightarrow \tilde{p} + e^+ + n_e,$
- 9) $\Lambda^0 \rightarrow p + p^-,$
- 10) $\Sigma^+ \rightarrow p + p^0, \quad \Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 + g, \quad \Sigma^- \rightarrow n + p^-,$
- 11) $\Xi^0 \rightarrow \Lambda^0 + p^0, \quad \Xi^- \rightarrow \Lambda^0 + p^-,$
- 12) $\Omega^- \rightarrow \Lambda^0 + K^-.$

Народження електронно-позитронних пар відбувається при

проходженні g -фотонів в речовині. Для дотримання закону збереження імпульсу в цьому процесі повинна брати участь ще одна частинка X (електрон або ядро), яка сприймає надлишок імпульсу g -фотона над імпульсом утворених частинок. Схема процесу записується так:

$$g + X \rightarrow X + e^- + e^+. \quad (8-6)$$

Мінімальна енергія g -фотона згідно з законом збереження енергії має дорівнювати двом енергіям спокою електрона, тобто $2m_e c^2 = 1,02 \text{ MeV}$.

В процесі анігіляції закон збереження імпульсу виконується завдяки утворенню двох (іноді трьох) g -фотонів, що розлітаються в різні боки:

$$e^- + e^+ \rightarrow g + g + (g). \quad (8-7)$$

Народження пари протон-антипротон вперше спостерігали при опроміненні прискореними протонами мідної мішені (1955 р., США). Схема процесу зіткнення з протонами мішені є такою:

$$p + p \rightarrow p + p + p + \tilde{p}. \quad (8-8)$$

Сумарна енергія спокою протона і антипротона дорівнює $1878,6 \text{ MeV}$, тобто приблизно 2 GeV . Однак для дотримання закону збереження енергії та імпульсу протони треба розганяти до енергії $5,6 \text{ GeV}$ (поріг реакції).

Процес анігіляції протона і антипротона може відбуватися за різними схемами, одна з яких має такий запис:

$$p + \tilde{p} \rightarrow p^+ + p^- + p^+ + p^- + p^0. \quad (8-9)$$

При анігіляції виділяється значна енергія. Суміш речовини та антиречовини може давати енергетичний вихід приблизно в 1000 разів більший, ніж при ядерних реакціях поділу [4].

Інструментом дослідження властивостей елементарних частинок є сучасні прискорювачі (синхрофазотрони), які здатні прискорювати протони до десятків GeV . Зокрема, на прискорювачі з енергією 30 GeV було виявлено антиречовину – антидейтерій.

§ 8.4. Кваркова модель адронів

•Наявність великої кількості адронів (мезонів, баріонів, резонансів) нашою думкою, що всі вони складаються з ще “більш фундаментальних” частинок. У 1964 р. М. Гелл-Манн і Дж. Цвейг запропонували гіпотезу, згідно з якою всі адрони побудовані з гіпотетичних на той час частинок - трьох **кварків**. Незвичним було те, що кваркам приписувалися *дробові* квантові числа електронного та баріонного зарядів. Згодом систему розширили до шести кварків і шести антикварків, основні характеристики яких представлені в табл. 8.3 [4, 5, 8, 17]. Відповідні антикварки мають протилежні за

Таблиця 8.3

Назва кварка (аромат)	Символ	Маса, MeV	Елект- ричний заряд Q	Баріонний заряд B	Спін, h
Верхній (up)	u	≈ 5	+2/3	+1/3	1/2
Нижній (down)	d	≈ 7	- 1/3	+1/3	1/2
Дивний (strange)	s	≈ 150	- 1/3	+1/3	1/2
Зачарований (charm)	c	≈ 1350	+2/3	+1/3	1/2
Привабливий (beauty)	b	≈ 4700	- 1/3	+1/3	1/2
Правдивий (truth)	t	>22000	+2/3	+1/3	1/2

знаком заряди Q і B. Крім того, кварки мають таку екзотичну квантову характеристику, як “колір”. Кожний кварк може бути *червоним*, *зеленим* та *синім*, а відповідний антикварк – *античервоний*, *антизелений* та *антисиній*.

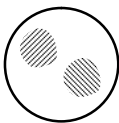
Розділ фізики елементарних частинок, в якому розглядається кваркова будова адронів, називається квантовою хромодинамікою (КХД). Згідно з висновками КХД кожний адрон складається з кількох кварків або антикварків, причому так, щоб загальний колір адрона був *білий*. Так, мезони складаються з двох частинок – кварка і антикварка, а баріони з трьох кварків. Кварки добираються так, щоб адрон відповідав усім його характеристикам, що наведені в табл. 8.2.

В табл. 8.4 наведені приклади кваркової будови деяких адронів.

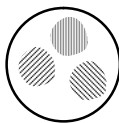
Таблиця 8.4

Частинка	p^\pm	p^0	K^+	p	n	Λ	Σ^+	Ω^-
Склад	$u\bar{d}$ $d\bar{u}$	$u\bar{u}$ $d\bar{d}$	$u\bar{s}$	uud	udd	uds	uus	sss

· Правдоподібність кваркової моделі адронів підтверджується дослідями з прямого “просвічування” нуклонів та інших адронів високоенергетичними електронами і нейтрино. Досліди показують, що електрони розсіюються так, ніби все-



а)



б)

Рис.79

а – відповідає мезону, б – баріону. Нині “внутрішність” частинок вивчена до розмірів $\sim 10^{-18}$ м, проте структури самих кварків не виявлено.

Експериментальні пошуки *вільних* кварків на прискорювачах високих енергій і в космічних променях не дали позитив-

редині адронів існують точкові утворення (або центри) з електричними зарядами $+2/3$ та $-1/3$ і спіном $1/2$. Досить умовно це можна представити, як на рис.79, де

них результатів. Це змушує визнати, що кварки можуть існувати тільки в межах адрона. В теорії КХД вважається, що між кварками існує так званий *сильний* зв'язок, який забезпечується обміном між ними *глюонами* (від англ. glue – клей). Особливість цієї взаємодії така, що при збільшенні відстані між кварками сили притягання зростають. Згідно з КХД всі глюони, випущені кварками, зосереджуються вздовж лінії, яка їх з'єднує. На рис.80 представлена така *глюонна трубка* (або *струна*) при взаємодії кварка q і антикварка \bar{q} .



Рис.80

Вузька трубка глюонного поля є причиною міцного утримання кварків. Для відривання одного кварка з адрона потрібна нескінченно велика енергія. Теоретичні розрахунки показують, що енергія зв'язку на відстані $r \sim 10^{-15}$ м дорівнює 1 GeV ,

на відстані $r \sim 10^{-14}$ м - вже 10 GeV , а при $r = 1 \text{ см} - 10^{13} \text{ GeV}$.

§ 8.5. Фундаментальні взаємодії

· Процеси взаємного перетворення елементарних частинок та зміни їхнього стану зумовлені взаємодією між ними або їхніми структурними частинами. Залежно від особливостей взаємоперетворень частинок сучасна фізика розрізняє чотири типи **фундаментальних взаємодій**: *сильну, електромагнітну, слабку і гравітаційну*. Усі фундаментальні взаємодії характеризують такими числовими параметрами: *інтенсивністю a , радіусом взаємодії R і часом взаємодії t* [2, 4, 8, 17].

Згідно з квантовою теорією поля будь-яке силове поле має дискретну структуру. Взаємодія частинок a і b розглядається як процес обміну між ними деякою частинкою X , яка є *переносником* взаємодії (або *квантом* поля). Кожному типу фундаментальної взаємодії ставляться у відповідність певні

частинки, які називаються *векторними бозонами*. Це – частинки, що мають цілий спі́н, який не дорівнює нулю.

•Розглянемо послідовно деякі особливості фундаментальних взаємодій і представимо їх порівняльну характеристику у вигляді табл. 8.5 [4, 5, 8, 17].

Сильна взаємодія. Цей тип взаємодії забезпечує найсильніший зв'язок елементарних частинок і є притаманним усім адронам. Переносниками сильної взаємодії є вісім *глюонів*, якими можуть обмінюватись *кварки*. Глюони не мають електричного заряду, спі́н їх дорівнює 1, маса дорівнює нулю, вони наділяються такою квантовою характеристикою, як *кольоровий заряд*. Інтенсивність сильної взаємодії $a_s \sim 1$, радіус дії $R_s \sim 10^{-15} \text{ м}$. Час сильної взаємодії $t_s \sim 10^{-23} \text{ с}$, оскільки він є співмірним з середнім часом життя найбільш нестійких адронів – *резонансів*, які розпадаються за рахунок сильної взаємодії.

Сильною взаємодією пояснюється зв'язок між нуклонами в ядрі. Як розглядалось раніше, між нуклонами в ядрі відбувається обмін *піонами*. Відповідно до кваркової моделі нуклон взаємодіє не як єдине ціле, а своїми складовими елементами – кварками. В процесі обміну глюонами між кварками різних нуклонів утворюються пари кварк-антикварк, тобто піони.

Електромагнітна взаємодія. Цей тип взаємодії спостерігається між електрично зарядженими частинками. Нею зумовлені кулонівські сили, процес народження електронно-позитронних пар (8-7), розпад p^0 - мезона на два g -кванти (див. п.4 у схемах (8-5)) та ін. Інтенсивність електромагнітної взаємодії $a_E \approx 1/137$, тобто менша, ніж у сильної взаємодії приблизно на два порядки. Електромагнітна взаємодія характеризується нескінченним радіусом дії $R_E = \infty$ і дещо більшим часом взаємодії $t_E \sim 10^{-18} \dots 10^{-20} \text{ с}$.

Переносниками електромагнітної взаємодії є *фотони* g .

Маса фотона і електричний заряд дорівнюють нулю, спин дорівнює 1. Механізм електромагнітної взаємодії полягає в обміні фотонами між частинками, які мають електричний заряд.

Слабка взаємодія. Слабка взаємодія викликає процеси з елементарними частинками, що протікають відносно повільно, і притаманна всім частинкам, крім фотона. Слабкою взаємодією пояснюються розпади частинок п.п.1...3, 5, 6, 8, 11, 12 в (8-5). Внаслідок слабкої взаємодії відбуваються розпади заряджених мезонів, піонів, мюонів, деяких гіперонів, а також всі процеси з участю нейтрино. Інтенсивність цього типу взаємодії значно менша і становить $a_w \sim 10^{-14}$, радіус дії $R_w \sim 10^{-18} \text{ м}$. Час дії теж визначається як час життя частинок, що розпадаються за рахунок слабкої взаємодії, і дорівнює $t_w \sim 10^{-8} \dots 10^{-13} \text{ с}$.

Переносниками слабкої взаємодії є *проміжні векторні бозони* W^+, W^-, Z^0 . Векторні бозони W^\pm мають відповідний елементарний електричний заряд, спин дорівнює 1, маса $m_w \approx 81 \text{ GeV}$. Векторний бозон Z^0 електрично нейтральний, його спин остаточно не з'ясований, маса $m_z \approx 93 \text{ GeV}$.

Проміжні векторні бозони можуть випускатись і поглинатись як кварками, так і лептонами, тому в слабкій взаємодії беруть участь практично всі частинки, крім фотона і гравітона. Реальне існування проміжних векторних бозонів було зареєстроване в зустрічних протон-антипротонних пучках на прискорювачах.

Гравітаційна взаємодія. Цей тип взаємодії є універсальним, оскільки вона поширюється на всі без виключення елементарні частинки. Однак вона не відіграє помітної ролі в процесах взаємоперетворень елементарних частинок через дуже мале значення інтенсивності ($a_G \sim 10^{-39}$). Гравітаційна взаємодія домінує при взаємодії макроскопічних мас. На рівні

мікрооб'єктів вона, можливо, стає істотною лише на відстанях $r \sim 10^{-35}$ м. Радіус дії гравітаційних сил, як і електромагнітних, необмежений, тобто $R_G = \infty$, час взаємодії t_G також вважається необмеженим.

Переносниками гравітаційної взаємодії є *гравітони*. Хоча це – поки що гіпотетичні частинки, проте на підставі загальних теоретичних уявлень їх існування вважається безсумнівним. Характеристики гравітонів мають бути такими: маса і електричний заряд дорівнюють нулю, спин дорівнює 2.

Гравітаційна взаємодія є найменш вивченою, оскільки поки що існують експериментальні труднощі у генеруванні та реєстрації гравітаційних хвиль.

Таблиця 8.5

Тип взаємодії	Інтенсивність, a	Радіус дії, R , (м)	Час дії, t , (с)	Переносники взаємодії
Сильна	1	$\sim 10^{-15}$	$\sim 10^{-23}$	8 глюонів
Електромагнітна	1/137	∞	$\sim 10^{-20}$	Фотон g
Слабка	$\sim 10^{-14}$	$\sim 10^{-18}$	$\sim 10^{-13}$	Проміжні векторні бозони W^\pm, Z^0
Гравітаційна	$\sim 10^{-39}$	∞	∞	Гравітон G

•Розглянуті типи фундаментальної взаємодії виявляють дуже багато спільного, а саме – обмінний механізм взаємодії за участю відповідних квантів полів. Це дозволяє сподіватися на створення **єдиної теорії** всіх типів взаємодії, яка одержала назву **великого об'єднання**.

Практично завершеною є теорія, що об'єднує електромагнітну і слабку взаємодію в єдину *електрослабку*. Згідно з цією теорією на відстанях $r \leq 10^{-18}$ м стирається межа між слабкою та електромагнітною природою взаємодії. Відповід-

но до оцінок (8-1)...(8-3) проникнення в такі просторові масштаби можливе при енергіях частинок $\sim 100 \text{ GeV}$.

Досить успішними є спроби об'єднання електрослабкої та сильної взаємодії в єдину *електроядерну* взаємодію. Теоретичні розрахунки для цього об'єднання показують, що при подальшому зменшенні відстані величини інтенсивностей взаємодії a_s, a_e та a_w все менше і менше відрізняються.

Так, на відстані $r \sim 10^{-31} \text{ м}$ інтенсивність усіх трьох типів взаємодії приблизно однакова і дорівнює $a \sim 1/45$, тобто в таких просторових масштабах фізична природа сильної, електромагнітної та слабкої взаємодії є однаковою. Проникнення на такі відстані вимагає фантастично високих енергій $\sim 10^{15} \text{ GeV}$. Висновки, що даються на підставі цієї об'єднаної теорії, дуже добре пояснюють переважну більшість закономірностей світу елементарних частинок.

Створення єдиної теорії всіх фізичних взаємодій є однією з найважливіших і дуже складних задач сучасної теоретичної фізики. Згідно з сучасними поглядами вважається, що на відстанях $r \sim 10^{-35} \text{ м}$ ($E \sim 10^{19} \text{ GeV}$) настає злиття всіх фундаментальних взаємодій, включаючи гравітацію. Відстань $l \sim 10^{-35} \text{ м}$ називається *елементарною довжиною* і, ймовірно, є границею подільності матерії. В таких просторових масштабах матерія є неструктурованою, тобто “абсолютно однорідною”.

Подальший розвиток фізики елементарних частинок – це шлях до більш глибокого розуміння структури матерії і властивостей простору-часу, вдосконалення квантово-польової картини світу, тобто створення нової теорії матерії.

Задачі

8.1. Закони збереження. На підставі законів збереження енергії E , електричного заряду Q , баріонного B і лептон-

ного L зарядів з'ясувати, чи можливі такі процеси [3]:

- 1) $n \rightarrow p + e^+ + n_e$,
- 2) $p \rightarrow n + m^+ + n_m$,
- 3) $m^+ \rightarrow e^+ + \tilde{n}_e + n_m$,
- 4) $K^+ \rightarrow m^+ + n_m + p^0$,
- 5) $p^- + n \rightarrow K^- + K^+$,
- 6) $K^- + p \rightarrow \Sigma^+ + p^-$.

Р о з в' я з а н н я. Немоżliві такі процеси:

- (1), оскільки не виконується закон збереження електричного заряду Q ($0 \neq 1+1+0$);
- (2), оскільки маса протона менше маси нейтрона, тобто не виконується закон збереження енергії;
- (3), оскільки не зберігаються лептонні заряди – електронний L_e ($0 \neq -1+(-1)+0$) та мюонний L_m ($-1 \neq 0+0+1$);
- (5), не зберігається баріонний заряд B ($0+1 \neq 0+0$).

8.2. Енергетичний поріг реакції. Протони з кінетичною енергією T бомбардують нерухому водневу мішень. Знайти порогове значення $T_{пор}$ реакції виникнення пари протон-антипротон $p + p \rightarrow p + p + p + \bar{p}$ [18].

Р о з в' я з а н н я. Реакція відбувається під дією релятивістського протона. Згідно з формулами спеціальної теорії відносності (СТВ) інваріантом є вираз

$$E^2 - p^2 c^2 = m_0^2 c^4, \quad (1)$$

де E – повна енергія частинки, p – її імпульс, m_0 – її маса спокою (для протона $E_0 = m_0 c^2 = 938,3 \text{ MeV}$).

Повна енергія в СТВ зв'язана з кінетичною енергією так:

$$E = m_0 c^2 + T. \quad (2)$$

Зв'язок між імпульсом і кінетичною енергією в СТВ має такий вигляд:

$$p^2 c^2 = T(T + 2m_0 c^2). \quad (3)$$

Оскільки (1) є інваріантом, тобто виконується в усіх інерціальних системах відліку, то ліву частину представимо в лабораторній системі координат (Л-система), а праву –

системі центра мас утворених частинок (Ц-система). Для системи двох протонів в Л-системі маємо

$$[E^2 - p^2 c^2] = (T + 2m_0 c^2)^2 - T(T + 2m_0 c^2), \quad (4)$$

а для чотирьох частинок у Ц-системі, де сумарний імпульс дорівнює нулю, записуємо

$$[m_0^2 c^4] = (4m_0)^2 c^4 = 16m_0^2 c^4. \quad (5)$$

Прирівнюючи (4) і (5), після простих перетворень отримуємо

$$T = 6m_0 c^2 = 6E_0. \quad (6)$$

Виконуємо обчислення:

$$T = 6 \cdot 938,3 \approx 5630 \text{ MeV} = 5,63 \text{ GeV}.$$

8.3. Розпад частинок. Нейтральна частинка в стані спокою розпадається на протон з кінетичною енергією $T = 50 \text{ MeV}$ і p^- - мезон. Знайти масу цієї частинки і записати схему її розпаду [18].

Р о з в' я з а н н я. Оскільки енергії частинок, що виникають внаслідок розпаду, великі, треба користуватись формулами СТВ. Енергія частинки маси M , що розпадається, дорівнює сумі повних енергій частинок - продуктів розпаду, тобто

$$Mc^2 = E_p + E_{p^-}. \quad (7)$$

Повна енергія релятивістської частинки визначається формулою (2). Тоді вираз (7) матиме вигляд:

$$Mc^2 = (m_p c^2 + T_p) + (m_{p^-} c^2 + T_{p^-}), \quad (8)$$

де $E_p = m_p c^2 = 938,3 \text{ MeV}$ і $E_{p^-} = m_{p^-} c^2 = 139,6 \text{ MeV}$ - енергії спокою протона і p^- - мезона.

Кінетичну енергію p^- - мезона T_{p^-} знайдемо на підставі закону збереження імпульсу. Оскільки початкова частинка була в стані спокою, то її імпульс дорівнював нулю. Протон і p^- - мезон, що утворилися, повинні мати сумарний імпульс нуль, тобто їхні імпульси однакові і

протилежно напрямлені. На підставі виразу (3), порівнявши квадрати імпульсів протона і p^- - мезона, одержимо

$$T_p(T_p + 2E_p) = T_p(T_p + 2E_p). \quad (9)$$

Після перетворень рівняння (9) набуває такого вигляду:

$$T_p^2 + 2E_p \cdot T_p - (T_p^2 + 2E_p T_p) = 0. \quad (10)$$

Корені цього квадратного рівняння такі:

$$T_p = -E_p \pm \sqrt{E_p^2 + T_p^2 + 2E_p T_p}. \quad (11)$$

За фізичним смислом в (11) треба вибрати знак "+", оскільки кінетична енергія має бути більше нуля. Підставляючи (11) у (8), отримаємо

$$Mc^2 = E_p + T_p + \sqrt{E_p^2 + T_p^2 + 2E_p T_p}. \quad (12)$$

Виконаємо обчислення:

$$\begin{aligned} Mc^2 &= 938,3 + 5,3 + \sqrt{(139,6)^2 + (5,3)^2 + 2 \cdot 938,3 \cdot 5,3} = \\ &= 1115 \text{ MeV}. \end{aligned}$$

В табл. 8.2 знаходимо, що така маса відповідає лямбда-нуль-гіперону Λ^0 . Отже, схема розпаду є такою:

$$\Lambda^0 \rightarrow p + p^-. \quad (13)$$

В цій схемі розпаду виконуються закони збереження електричного заряду Q , баріонного B та лептонного L зарядів. Енергія спокою частинки була знайдена на підставі законів збереження імпульсу й енергії.

Стислі висновки

1. *Елементарними частинками* називаються найпростіші складові матерії, внутрішня будова яких невідома. Поняття елементарності є відносним, і з поглибленням наукових знань про будову речовини і взаємодійних полів воно змінюється. В кінці XIX століття найдрібнішою частинкою вважався *атом*. На сьогодні в широкому

сміслі елементарності розглядається близько 400 частинок: фотони, лептони й адрони - мезони, баріони, резонанси та ін. У вузькому сміслі елементарності частинок значно менше: лептони, кварки – складові адронів та векторні бозони – переносники взаємодійних полів.

2. *Абсолютно стабільними* є 9 елементарних частинок: фотон, електрон, позитрон, протон, антипротон, електронні і мюонні нейтрино та антинейтрино. Решта частинок розпадаються. Розпади частинок відбуваються з дотриманням певних законів збереження. Крім відомих законів збереження енергії, імпульсу та моменту імпульсу, у світі елементарних частинок діють специфічні закони збереження *лептонного заряду L , баріонного заряду B , електричного заряду Q* . Існують ще деякі характеристики частинок (*парність, дивність* та ін.), які можуть зберігатися тільки в процесі окремих типів фундаментальних взаємодій.
3. На сучасному рівні науки про елементарні частинки вважається, що *лептони* є безструктурними частинками, а *адрони* (мезони, баріони, резонанси) складаються з менших складових – *кварків*. Існує 6 типів кварків (ароматів) та стільки ж антикварків. Особливостями цих частинок є дробовий електричний і баріонний заряди. Крім того, вони наділяються такою характеристикою, як *колір* (червоний, зелений, синій). Адрони мають у своєму складі такий набір кварків, щоб загальний колір був *білий*. У вільному стані кварки не існують. В адронах кварки утримуються завдяки *сильній* взаємодії, переносниками якої є *глюони*.
4. В сучасній фізиці розглядаються чотири типи фундаментальних взаємодій: *сильна, електромагнітна, слабка і гравітаційна*. Згідно з квантовою теорією поля будь-який тип фізичних взаємодій здійснюється завдяки обміну між об'єктами специфічними *квантами* поля, тобто частин-

ками-переносниками взаємодії. Для сильної взаємодії такими квантами є 8 *глюонів*, для електромагнітної – це *фотон* g , переносниками слабкої взаємодії виступають *проміжні векторні бозони* W^+, W^-, Z^0 , переносниками гравітаційної взаємодії вважається гіпотетична частинка – *гравітон*.

5. Однією з головних проблем сучасної теоретичної фізики є так зване *велике об'єднання* – теоретичний розгляд з єдиних позицій всіх фундаментальних взаємодій. Відповідно до передбачень у просторових масштабах $1 \sim 10^{-35}$ м матерія є однорідною, неструктурованою, а всі фізичні взаємодії втрачають свої особливості, тобто виступають як єдиний тип взаємодії. Експериментальна перевірка теоретичних положень потребує енергій $E \sim 10^{19}$ GeV, що є поки що недосяжним.

Питання для самоконтролю

1. Як у фізиці розвивалось поняття “елементарності” частинок матерії?
2. На які групи підрозділяють елементарні частинки на сучасному рівні розвитку фізики?
3. Які закони збереження діють у процесах перетворень елементарних частинок?
4. Якими є основні положення кваркової моделі будови адронів?
5. Які типи фундаментальних взаємодій розглядаються на сучасному рівні розвитку фізики?
6. Які частинки є переносниками взаємодії в різних типах фундаментальних взаємодій?

Післямова

Вивчення і пояснення основних властивостей і закономірностей матеріального світу є найважливішим завданням фізики. Протягом кількох столітнього розвитку в фізиці відбувались заміни однієї *фізичної картини світу* іншою [2, 4]. Це пов'язано з розвитком знань взагалі, досягненнями техніки і прогресом суспільства в цілому.

Найпершою виникла *механічна* картина світу, створена працями Галілея і Ньютона. Тривале її панування пояснювало наочно практично всі відомі та досліджувані явища. Проте згодом виникає *електродинамічна* картина світу, закладена в працях Фарадея і Максвелла. Пізніше вона доповнюється спеціальною теорією відносності Ейнштейна. В межах цієї картини вдосконалюється уявлення про два види матерії (речовина і поле) та про властивості 4-вимірного простору-часу.

Початок ХХ століття ознаменувався торжеством *квантово-польової* картини світу. Досить далекі від наочності квантово-механічні поняття (дискретність, корпускулярно-хвильовий дуалізм, хвильова функція тощо) остаточно перевели сприйняття картини світу в площину теоретичних і складних математичних абстракцій. Побудова квантово-польової картини світу пов'язується з такими іменами, як Планк, Бор, Ейнштейн, де Бройль, Шредінгер, Гейзенберг, Дірак.

Сучасна фізична картина світу узагальнює найважливіші досягнення окремих фізичних теорій механіки, термодинаміки, електродинаміки, теорії відносності, квантової механіки, космології та ін. Хоча можливості розвитку квантово-польової картини світу ще далеко не вичерпані, шлях до *нової* фізичної теорії пролягає через фізику елементарних частинок та створення єдиної теорії фундаментальних взаємодій. Успішне розв'язання цих проблем у майбутньому буде також важливим для формування філософського мислення.

Список літератури

1. Савельев И.В. Курс общей физики. Т.3. – М.: Наука, 1979.
2. Кучерук І.М., Дущенко В.П. Загальна фізика. Оптика. Квантова фізика. – К.: Вища школа, 1991.
3. Иродов И.Е. Квантовая физика. Основные законы. – М.-СПб.: Лаборатория Базовых Знаний, 2001.
4. Чолпан П.П. Фізика. – К.: Вища школа, 2003.
5. Кузьмичев В.Е. Законы и формулы физики: Справочник. – К.: Наукова думка, 1989.
6. Тарасов Л.В. Основы квантовой механики. – М.: Высшая школа, 1978.
7. Китайгородский А.И. Введение в физику. – М.: Наука, 1973.
8. Детлаф А.А., Яворский Б.М. Курс физики. – М.: Высшая школа, 1989.
9. Спасский Б.И. История физики. Ч.2. – М.: Высшая школа, 1977.
10. Грашин А.Ф. Квантовая механика. – М.: Просвещение, 1974.
11. Біленко І.І. Фізичний словник. – К.: Вища школа, 1993.
12. Петросьянц А.М. Проблемы атомной науки и техники. – М.: Атомиздат, 1979.
13. Тишкин П.А. Экспериментальные методы ядерной физики. – Л.: Издательство ЛГУ, 1970.
14. Иванов В.И. Дозиметрия ионизирующих излучений. – М.: Атомиздат, 1964.
15. Кимель Л.Р., Машкович В.П. Защита от ионизирующих излучений: Справочник. – М.: Атомиздат, 1972.
16. Чертов А.Г. Единицы физических величин. – М.: Высшая школа, 1977.
17. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Атомная и ядерная физика. Ч.2. Ядерная физика. – М.: Наука, 1989.

18. Иродов И.Е. Задачи по общей физике. – М.-СПб.: Лаборатория Базовых Знаний, 2001.
19. Мухин К.Н. Введение в ядерную физику. – М.: Атомиздат, 1965.

Періодична система хімічних

Період	Ряд	Г Р У П А				
		I	II	III	IV	V
1	1	H 1 Водень 1,0				
2	2	Li 3 Літій 6,9	Be 4 Берилій 9,0	B 5 Бор 10,8	C 6 Вуглець 12,0	N 7 Азот 14,0
3	3	Na 11 Натрій 23,0	Mg 12 Магній 24,3	Al 13 Алюміній 26,9	Si 14 Силіцій 28,1	P 15 Фосфор 30,9
4	4	K 19 Калій 39,1	Ca 20 Кальцій 40,1	21 Sc Скандій 44,9	22 Ti Титан 47,9	23 V Ванадій 50,9
	5	29 Cu Мідь 63,5	30 Zn Цинк 65,4	Ga 31 Галій 69,7	Ge 32 Германій 72,6	As 33 Арсен 74,9
5	6	Rb 37 Рубідій 85,5	Sr 38 Стронцій 87,6	39 Y Ітрій 88,9	40 Zr Цирконій 91,2	41 Nb Ніобій 92,9
	7	47 Ag Срібло 108	48 Cd Кадмій 112	In 49 Індій 114,8	Sn 50 Олово 118,7	Sb 51 Стибій 121,8
6	8	Cs 55 Цезій 133	Ba 56 Барій 137	57 *La Лантан 138,9	58 Hf Гафній 178,5	59 Ta Тантал 181
	9	79 Au Золото 197	80 Hg Ртуть 201	Tl 81 Талій 204,4	Pb 82 Свинець 207	Bi 83 Бісмут 209
7	10	Fr 87 Францій 223	Ra 88 Радій 226	89 **Ac Актиній 227	104 Db Дубній 261	105 Джоліотій 262
*Лантаноїди						
58 Ce 140,1 Церій	59 Pr 140,9 Празеодим	60 Nd 144,2 Неодим	61 Pm 147 Прометій	62 Sm 150,4 Самарій	63 Eu 151,9 Європій	64 Gd 157,3 Гадоліній
**Актиноїди						
90 Th 232 Торій	91 Pa 231 Протактиній	92 U 238 Уран	93 Np 237 Нептуній	94 Pu 244 Плутоній	95 Am 243 Америцій	96 Cm 247 Кюрій

е л е м е н т і в Д. І. Менделєєва

Г Р У П А						
VI		VII		VIII		
				He 2 Гелій 4,0	Символ елемента Порядковий номер	
O 8 Кисень 15,9	F 9 Фтор 18,9	Ne 10 Неон 20,2			<div> <div>— H 1 —</div> <div>— Водень 1,0 —</div> </div>	
S 16 Сірка 32,1	Cl 17 Хлор 35,5	Ar 18 Аргон 39,9			Назва речовини Відносна атомна маса	
24 Cr Хром 51,9	25 Mn Манган 54,9	26 Fe Залізо 55,8	27 Co Кобальт 58,9	28 Ni Нікель 58,7		
Se 34 Селен 78,9	Br 35 Бром 79,9	Kr 36 Криптон 83,8				
42 Mo Молибден 95,9	43 Tc Технецій 98,9	44 Ru Рутеній 101,1	45 Rh Родій 102,9	46 Pd Паладій 106,4		
Te 52 Телур 127,6	I 53 Іод 126,9	Xe 54 Ксенон 131,3				
74 W Вольфрам 183,9	75 Re Реній 186,2	76 Os Осмій 190,2	77 Ir Іридій 192,2	78 Pt Платина 195,1		
Po 84 Полоній 209	At 85 Астат 210	Rn 86 Радон 222				
106 Rf Резерфордій 263	107 Bh Борій 262	108 Hs Ганій 265	109 Mt Майтнерій 266	110 Uun Унуннілій 272		
*Лантаноїди						
65 Tb 158,9 Тербій	66 Dy 162,5 Диспрозій	67 Ho 164,9 Гольмій	68 Er 167,3 Ербій	69 Tm 168,9 Тулій	70 Yb 173,0 Ітербій	71 Lu 174,9 Лютецій
**Актиноїди						
97 Bk 247 Берклій	98 Cf 251 Каліфорній	99 Es 252 Ейнштейній	100 Fm 257 Фермій	101 Md 258 Менделєвій	102 No 259 Нобелій	103 Lr 260 Лоуренсій

Міністерство освіти і науки України
Сумський державний університет

ФІЗИКА
(атомна і ядерна фізика)

Суми
“Видавництво СумДУ”
2010

Фізика: Конспект лекцій /Укладач О.В. Лисенко. – Суми: Вид-во СумДУ, 2010. – Ч.2. – 242 с.

Кафедра загальної та теоретичної фізики

ЗМІСТ
ЕЛЕМЕНТИ ФІЗИКИ АТОМНОГО ЯДРА Й ЕЛЕМЕНТАРНИХ ЧАСТИНОК

ТЕМА 6 АТОМНЕ ЯДРО І ЕЛЕМЕНТАРНІ ЧАСТИНКИ	59
§ 28 Склад і характеристика атомного ядра. Ізотопи, ізобари, ізотони, ізомери	59
§ 29 Дефект маси й енергія зв'язку ядра. Залежність питомої енергії зв'язку ядра від масового числа	61
§ 30 Краплинна й оболонкова моделі ядра	62
§ 31 Ядерні сили	63
§ 32 Закон радіоактивного розпаду. Середній час життя, період напіврозпаду, активність радіоактивної речовини. Види радіоактивного розпаду	64
§ 33 Альфа-розпад. Енергія α -частинок. Теорія Гамова-Герні-Кондона	65
§ 34 Бета-розпад. Види бета-розпаду. Енергія β -частинок. Теорія Фермі. Слабка взаємодія	67
§ 35 Ядерні реакції. Енергія реакції. Гранична кінетична енергія. Компаунд-ядро. Реакція зриву. Реакція захоплення. Ефективний переріз ядерної реакції	69
36 Ділення ядер. Ланцюгова ядерна реакція. Ядерна бомба. Ядерний реактор.	73
§ 37 Термоядерні реакції. Дейтерій-тритієвий синтез. Протонно-протонний цикл. Вуглецевий цикл	77
§ 38 Види взаємодій і класи елементарних частинок.	78

ЕЛЕМЕНТИ ФІЗИКИ АТОМНОГО ЯДРА Й ЕЛЕМЕНТАРНИХ ЧАСТИНОК

ТЕМА 6 АТОМНЕ ЯДРО І ЕЛЕМЕНТАРНІ ЧАСТИНКИ

§ 28 Склад і характеристика атомного ядра. Ізотопи, ізобари, ізотони, ізомери

1 Склад атомного ядра. У 1911 р. Резерфордом у результаті проведення дослідів з розсіювання α -частинок була запропонована *ядерна модель атома*. З цього часу почався відлік ядерної фізики. На той час були відомими лише дві елементарні частинки – *електрон і протон*. Тому і була висунута гіпотеза про те, що ядро складається з електронів і протонів. Однак така гіпотеза виявилася суперечливою, вона не узгоджувалася з експериментальними фактами.

Через 21 рік у 1932 р. англійським фізиком Дж. Чедвіком був відкритий **нейтрон** (елементарна частинка із зарядом, що дорівнює нулю, маса нейтрона приблизно дорівнює масі протона). У цьому самому році український фізик Дм. Іваненко вперше висловив ідею про те, що **ядра атомів складаються із протонів і нейтронів**. Частинки, що входять до складу атомного ядра: протон і нейтрон, – отримали назву **нуклонів**.

Розглянемо основні характеристики нуклонів.

Протон (p). Заряд протона дорівнює елементарному заряду $+e$, його маса

$$m_p = 938,28 \text{ MeV.} \quad (28.1)$$

Для порівняння зазначимо, що маса електрона

$$m_e = 0,511 \text{ MeV.} \quad (28.2)$$

Із порівняння (103.1) і (103.2) випливає, що $m_p = 1836 m_e$.

Протон має спін, що дорівнює $1/2$ ($s = 1/2$), і власний магнітний момент

$$\mu_p = +2,79\mu_y, \quad (28.3)$$

де

$$\mu_y = \frac{e\hbar}{2m_p} = 5,05 \cdot 10^{-27} \text{ Дж/Тл} \quad (28.4)$$

– одиниця магнітного моменту, яка називається *ядерним магнетоном*. Порівнюючи ядерний магнетон μ_y з магнетоном Бора $\mu_B = e\hbar/(2m_e)$, можна зробити висновок, що μ_y у 1836 разів менше μ_B . Отже, власний магнітний момент протона приблизно у 660 разів менший, ніж власний магнітний момент електрона.

Нейтрон (n). Електричний заряд нейтрона дорівнює нулю, а маса

$$m_n = 939,57 \text{ MeV} \quad (28.5)$$

дуже близька до маси протона. Різниця мас нейтрона й протона $m_n - m_p$ становить 1,3 MeV, тобто $2,5 m_e$. Нейтрон має спін, що дорівнює $1/2$ ($s = 1/2$), і, незважаючи на відсутність електричного заряду, власний магнітний момент

$$\mu_n = -1,91\mu_y. \quad (28.6)$$

Знак мінус свідчить про те, що напрями власних механічного й магнітного моментів протилежні. Це досить дивний факт: незаряджена частинка має магнітний момент.

У вільному стані нейтрон нестабільний (радіоактивний) – він самочинно розпадається, перетворюючись у протон і випромінює електрон (e^-) і ще одну частинку, яку називають

антинейтрино ($\bar{\nu}_e$). Період напіврозпаду (тобто час, за який розпадається половина вихідної кількості нейтронів) дорівнює приблизно 12 хв. Схему розпаду можна написати так:



2 Характеристики атомного ядра. Однією з найважливіших характеристик атомного ядра є **зарядове число** Z . Воно дорівнює кількості протонів, що входять до складу ядра, і визначає його заряд, що дорівнює $+Ze$. Ми вже відзначали, що Z також визначає порядковий номер хімічного елемента в періодичній таблиці Менделєєва. Тому його також називають атомним номером ядра.

Число нуклонів (тобто сумарне число протонів і нейтронів) у ядрі позначається буквою A й називається **масовим числом ядра**. Число нейтронів у ядрі дорівнює $N = A - Z$.

Для позначення ядер застосовується символ



де під X мається на увазі хімічний символ даного елемента. Ліворуч угорі ставиться масове число, ліворуч унизу – атомний номер (останній значок часто опускають).

Ядра з однаковим Z , але різними A називаються **ізотопами**. Більшість хімічних елементів має декілька ізотопів. Так, наприклад, у водню є три ізотопи:

${}_1^1H$ – звичайний водень, або протій ($Z=1, N=0$),

${}_1^2H$ – важкий водень, або дейтерій ($Z=1, N=1$),

${}_1^3H$ – тритій ($Z=1, N=2$).

Дейтерій позначають також символом D , а тритій – символом T . Протій і дейтерій стабільні, тритій є радіоактивним.

Ядра з однаковим масовим числом A називають **ізобарами**. Як приклад ізобар можна навести ${}_{18}^{40}Ar$ й ${}_{20}^{40}Ca$.

Ядра з однаковим числом нейтронів $N = A - Z$ називають **ізотонами** (${}_6^{13}C, {}_7^{14}N$).

Нарешті, існують радіоактивні ядра з однаковими Z й A , що відрізняються періодом напіврозпаду. Вони називаються **ізомерами**. Наприклад, є два ізомери ядра ${}_{35}^{80}Br$, в одного з них період напіврозпаду дорівнює 18 хв, в іншого – 4,4 години.

У природі трапляються елементи з атомним номером Z від 1 до 92, крім технецію ($Tc, Z=43$) і прометію ($Pm, Z=61$). Плутоній ($Pu, Z=94$) після одержання його штучним шляхом був виявлений у незначних кількостях у природному мінералі – смолянній обманці. Інші трансуранові елементи (з Z від 93 до 107) були отримані штучним шляхом за допомогою різних ядерних реакцій.

3 Розміри ядер. У першому наближенні ядро можна вважати кулею, радіус якої досить точно визначається формулою

$$r = 1,3 \cdot 10^{-15} A^{1/3} \text{ м}. \quad (28.8)$$

З (103.8) випливає, що об'єм ядра є пропорційним числу нуклонів у ядрі. Таким чином, густина речовини у всіх ядрах приблизно однакова.

4 Спін ядра. Спіни нуклонів складаються у результуючий спін ядра. Спін нуклона дорівнює $1/2$. Тому квантове число спіну ядра буде напівцілим при непарному числі нуклонів A і цілим або нулем при парному A . Спіни ядер не перевищують декількох одиниць. Це свідчить про те, що спіни більшості нуклонів у ядрі взаємно компенсують один одного, розташовуючись антипаралельно. У всіх парнопарних ядер (тобто ядер з парним числом протонів і парним числом нейтронів) спін дорівнює нулю.

§ 29 Дефект маси й енергія зв'язку ядра. Залежність питомої енергії зв'язку ядра від масового числа

1 Маса ядра $m_{\text{я}}$ менша від суми мас частинок, які входять у його склад. Цей факт відображає та обставина, що для того щоб розщепити ядро на протони й нейтрони, з яких це ядро складається, необхідно витратити деяку енергію. Цю енергію називають енергією зв'язку ядра.

Енергія зв'язку ядра чисельно дорівнює роботі, яку необхідно витратити, щоб розщепити ядро на нуклони, з яких це ядро складається (кінетична енергія нуклонів при цьому повинна дорівнювати нулю).

Енергія спокою частинки пов'язана з її масою відомим зі спеціальної теорії відносності співвідношенням

$$E_0 = mc^2.$$

Отже, енергія ядра, яке перебуває у стані спокою, менша сумарної енергії невзаємодіючих нуклонів, які перебувають у стані спокою, на величину

$$E_{\text{зв}} = c^2 \left[(Zm_p + (A - Z)m_n) - m_{\text{я}} \right]. \quad (29.1)$$

Ця величина і є енергією зв'язку нуклонів у ядрі.

Рівність (29.1) практично не зміниться, коли замінити масу протона m_p масою атома водню m_H , а масу ядра $m_{\text{я}}$ – масою атома m_a . Дійсно, якщо знехтувати порівняно незначною енергією зв'язку електронів з ядрами, зазначена заміна буде означати додавання до зменшеного й від'ємника однакової величини, що дорівнює Zm_e . Таким чином, формулі (29.1) можна надати вигляду

$$E_{\text{зв}} = c^2 \left[(Zm_H + (A - Z)m_n) - m_a \right]. \quad (29.2)$$

Ця формула є більш зручною, ніж (29.1), тому що в таблицях, як правило, подають не маси ядер, а маси атомів.

Енергія зв'язку, що припадає на один нуклон, тобто $E_{\text{зв}} / A$, називається *питомою енергією зв'язку нуклонів у ядрі*.

Величина

$$\Delta m = \left[(Zm_p + (A - Z)m_n) - m_{\text{я}} \right] \quad (29.3)$$

називається **дефектом маси ядра**. Дефект маси пов'язаний з енергією зв'язку співвідношенням

$$E_{\text{зв}} = \Delta mc^2.$$

Зрозуміло, що енергія зв'язку ядра є мірою його міцності. Чим вища енергія зв'язку ядра, тим більш міцним є ядро.

2 Розглянемо залежність питомої енергії зв'язку $E_{\text{зв}} / A$ від масового числа A (див. рис. 29.1). Бачимо, що найбільш сильно зв'язані нуклони в ядрах, масові числа яких мають порядок 50–60 (тобто для елементів від Cr до Zn). Енергія зв'язку для цих ядер досягає 8,7 МеВ/нуклон. Зі збільшенням A питома енергія зв'язку поступово зменшується; для найважчого природного елемента – урану – вона становить 7,5 МеВ/нуклон. Завдяки такій залежності питомої енергії зв'язку від масового числа стають *енергетично можливими* такі два процеси:

- 1) поділ важких ядер на більш легкі ядра;
- 2) злиття (синтез) легких ядер в одне ядро.

Обидва процеси повинні супроводжуватися виділенням великої кількості енергії. Так, наприклад, поділ одного ядра з масовим числом $A = 240$ (питома енергія зв'язку дорівнює 7,5 МеВ) на два ядра з масовими числами $A = 120$ (питома енергія зв'язку дорівнює 8,5 МеВ)

привело б до вивільнення енергії в 240 MeV. Злиття двох ядер важкого водню ${}^2_1\text{H}$ в ядро гелію ${}^4_2\text{H}$ привело б до виділення енергії, що дорівнює 24 MeV. Для порівняння зазначимо, що при з'єднанні одного атома вуглецю із двома атомами кисню (згоряння вугілля до CO_2) виділяється енергія, що дорівнює ~ 5 eV.

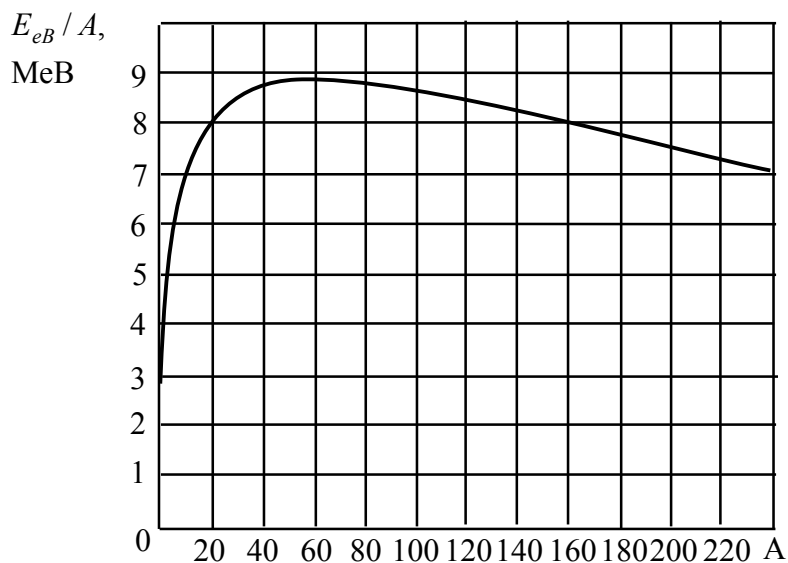


Рисунок 29.1 – Залежність енергії зв'язку, що припадає на один нуклон, від масового числа

Ядра зі значеннями масового числа A від 50 до 60 є енергетично найбільш вигідними. У зв'язку із цим виникає питання: чому ядра з іншими значеннями A виявляються стабільними? Відповідь полягає у такому. Для того щоб розділитися на кілька частин, важке ядро повинне пройти через ряд проміжних станів, енергія яких перевищує енергію основного стану ядра. Отже, для процесу поділу ядру потрібна додаткова енергія (енергія активації), що потім повертається назад, приплюсовуючись до енергії, яка виділяється при поділі за рахунок зміни енергії зв'язку. У звичайних умовах ядро не має можливості отримати енергію активації, внаслідок чого важкі ядра не перетерплюють спонтанний поділ. Енергія активації може бути передана важкому ядру захопленим ним додатковим нейтроном. Процес поділу ядер урану або плутонію під дією захоплених ядрами нейтронів лежить в основі дії ядерних реакторів і звичайної атомної бомби.

Для злиття легких ядер в одне ядро вони повинні підійти один до одного на дуже малу відстань ($\sim 10^{-15}$ м). Такому зближенню ядер перешкоджає кулонівське відштовхування між ними. Для того щоб перебороти це відштовхування, ядра повинні рухатися з величезними швидкостями, які відповідають температурам порядку кількох сотень мільйонів кельвін. Із цієї причини процес синтезу легких ядер називається **термоядерною реакцією**. Термоядерні реакції проходять у надрах Сонця й зірок. У земних умовах поки що були здійснені некеровані термоядерні реакції при вибухах водневих бомб. Учені ряду країн наполегливо працюють над пошуком способів здійснення керованого термоядерного синтезу.

§ 30 Краплинна й оболонкова моделі ядра

При спробах побудови теорії ядра наштовхуються на такі труднощі: 1) недостатність знань про сили, що діють між нуклонами; 2) величезну громіздкість квантової задачі багатьох тіл (ядро з масовим числом A є системою з A тіл). Ці труднощі змушують іти шляхом створення ядерних моделей, які дозволяють описувати за допомогою порівняно простих математичних засобів певну сукупність властивостей ядра. Жодна з подібних моделей не може дати вичерпного опису ядра. Тому доводиться користуватися декількома

моделями, кожна з яких описує свою сукупність властивостей ядра й своє коло явищ. У кожній моделі містяться довільні параметри, значення яких підбираються так, щоб отримати узгодженість з експериментом.

Обмежимося коротким викладенням лише двох моделей: краплинної й оболонкової.

1 Краплинна модель. Ця модель була запропонована Я.І.Френкелем в 1939 р. і розвинена потім Н.Бором та іншими вченими. Френкель звернув увагу на подібність атомного ядра із крапелькою рідини, яка полягає у тому, що в обох випадках сили, які діють між складовими частинками – молекулами в рідині й нуклонами в ядрі, – є короткодійними. Крім того, практично однакова густина речовини в різних ядрах говорить про вкрай малу стисливість ядерної речовини. Настільки ж мала стисливість і в рідинах. Зазначена подібність дала підставу вважати ядро подібним до зарядженої крапельці рідини.

Краплинна модель дозволила вивести напівемпіричну формулу для енергії зв'язку частинок у ядрі. Крім того, ця модель допомогла пояснити багато інших явищ, зокрема процес поділу важких ядер.

2 Оболонкова модель. Оболонкова модель ядра була розвинена Марією Гепперт-Майєр й іншими вченими. У цій моделі нуклони вважаються такими, що рухаються незалежно один від одного в усередненому центрально-симетричному полі. У відповідності до такого руху виникають дискретні енергетичні рівні (подібні до рівнів атома), які заповнюються нуклонами з урахуванням принципу Паулі (нагадаємо, що спин нуклонів дорівнює $1/2$). Ці рівні групуються в оболонки, у кожній з яких може знаходитися певне число нуклонів. Повністю заповнена оболонка утворює особливо стійке утворення.

Відповідно до дослідів особливо стійкими виявляються ядра, у яких число протонів, або число нейтронів (або обоє ці числа) дорівнює

$$2, 8, 20, 28, 50, 82, 126.$$

Ці числа отримали назву магічних. Ядра, у яких число протонів Z або число нейтронів N є магічним (тобто особливо стійкі ядра), також називаються магічними.

§ 31 Ядерні сили

1 Величезна енергія зв'язку нуклонів у ядрі свідчить про те, що між нуклонами існує дуже інтенсивна взаємодія, яка має характер притягання. Ця взаємодія втримує нуклони на відстанях порядку 10^{-15} м один від одного, незважаючи на потужне кулонівське відштовхування між протонами. Ядерна взаємодія між нуклонами отримала назву **сильної взаємодії**. Її можна описати за допомогою **поля ядерних сил**. Перелічимо **характерні властивості ядерних сил**.

1 Ядерні сили є **короткодійними**. Їх радіус дії має порядок 10^{-15} м. На відстанях, істотно менших за 10^{-15} м, притягання нуклонів змінюється відштовхуванням.

2 Сильна взаємодія не залежить від заряду нуклонів. Ядерні сили, що діють між двома протонами, протоном і нейтроном і двома нейтронами, мають однакову величину. Ця властивість називається **зарядовою незалежністю ядерних сил**.

3 Ядерні сили залежать від **взаємної орієнтації спінів нуклонів**. Так, наприклад, нейтрон і протон утримуються разом, утворюючи ядро важкого водню дейтрон, тільки у тому випадку, коли їх спіни паралельні один одному.

4 Ядерні сили не є **центральними**. Їх не можна представляти спрямованими уздовж прямої, що з'єднує центри взаємодіючих нуклонів. Нецентральність ядерних сил впливає, зокрема, з того факту, що вони залежать від орієнтації спінів нуклонів.

5 Ядерні сили мають **властивість насичення** (це означає, що кожний нуклон у ядрі взаємодіє з обмеженим числом нуклонів). Насичення проявляється у тому, що питома енергія зв'язку нуклонів у ядрі при збільшенні числа нуклонів не зростає, а залишається приблизно сталою. Крім того, про насичення ядерних сил свідчить також пропорційність об'єму ядра числа нуклонів, що утворюють його.

За сучасними уявленнями сильна взаємодія обумовлена тим, що нуклони віртуально обмінюються частинками, що отримали назву мезонів.

§ 32 Закон радіоактивного розпаду. Середній час життя, період напіврозпаду, активність радіоактивної речовини. Види радіоактивного розпаду

1 Радіоактивністю (радіоактивним розпадом) називається самочинне перетворення одних ядер атомів в інші, яке супроводжується випромінюванням елементарних частинок.

Радіоактивність, яка спостерігається в існуючих у природних умовах ядрах, називається **природною**. Радіоактивність ядер, отриманих за допомогою ядерних реакцій, називається **штучною**. Між штучною й природною радіоактивністю немає принципової різниці. Процес радіоактивного перетворення в обох випадках описується однаковими законами.

2 Закон радіоактивного розпаду. Окремі ядра під час радіоактивного перетворення розпадаються незалежно один від одного. Тому можна вважати, що кількість ядер dN , яка розпадається за малий проміжок часу dt , є пропорційною як числу ядер N , так і проміжку часу dt (це є результат експерименту):

$$dN = -\lambda N dt. \quad (32.1)$$

Тут λ – характерна для радіоактивної речовини стала, яка називається **сталою розпаду**. Знак мінус узятий для того, щоб можна було розглядати dN як збільшення числа ядер N , які не розпалися.

Інтегрування виразу (32.1) приводить до співвідношення

$$N = N_0 \exp(-\lambda t), \quad (32.2)$$

де N_0 – кількість ядер у початковий момент; N – кількість атомів, що не розпалися, у момент часу t . **Формула (32.2) виражає закон радіоактивного розпаду.** Цей закон досить простий: число ядер, які не розпалися, зменшується експоненціально.

Кількість ядер, що розпалися за час t , визначається виразом

$$N_0 - N = N_0 [1 - \exp(-\lambda t)]. \quad (32.3)$$

Час, за який розпадається половина початкової кількості ядер, називається періодом напіврозпаду T . Цей час легко визначити з умови

$$N_0 / 2 = N_0 \exp(-\lambda T),$$

звідки

$$T = \ln 2 / \lambda = 0,693 / \lambda. \quad (32.4)$$

Період напіврозпаду для відомих на цей час радіоактивних ядер знаходиться у межах від $3 \cdot 10^{-7}$ с до $5 \cdot 10^{15}$ років.

3 Знайдемо середній час життя радіоактивного ядра. Кількість ядер, які розпадаються за проміжок часу від t до $t + dt$, визначається модулем виразу (32.1): $|dN(t)| = \lambda N(t) dt$. Час життя кожного із цих ядер дорівнює t . Отже, суму часу життя всіх ядер N_0 отримуємо шляхом інтегрування виразу $t |dN(t)|$. Розділивши цю суму на вихідне число ядер N_0 , отримуємо **середній час життя τ радіоактивного ядра:**

$$\tau = \frac{1}{N_0} \int_0^{\infty} t |dN(t)| dt = \frac{1}{N_0} \int_0^{\infty} t \lambda N(t) dt.$$

Підставимо сюди вирази (32.2) для $N(t)$ і отримаємо

$$\tau = \frac{1}{N_0} \int_0^{\infty} t \lambda N_0 \exp(-\lambda t) dt = \int_0^{\infty} t \lambda \exp(-\lambda t) dt = \frac{1}{\lambda}$$

(тут перейшли до змінної $x = \lambda t$ й виконали інтегрування частинами). Таким чином, *середній час життя є величина, яка зворотна сталій розпаду λ* :

$$\boxed{\tau = 1/\lambda} \quad (32.5)$$

Порівняння з (32.4) показує, що період напіврозпаду T відрізняється від τ числовим множником, що дорівнює $\ln 2$.

4 Активністю радіоактивного препарату називається число розпадів, що відбуваються в препараті за одиницю часу. Якщо за час dt розпадається $dN_{\text{розп}}$ ядер, то активність дорівнює $dN_{\text{розп}}/dt$. Згідно з (32.1)

$$dN_{\text{розп}} = |dN| = \lambda N dt.$$

Звідси випливає, що *активність радіоактивного препарату дорівнює*

$$\boxed{A = dN_{\text{розп}} / dt = \lambda N dt / dt = \lambda N},$$

тобто добутку сталої розпаду на кількість у препараті ядер, які не розпалися.

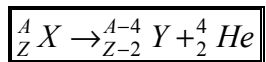
У системі СІ одиницею активності є беккерель (Бк), що дорівнює одному розпаду за 1 секунду. Допускається застосування внесистемних одиниць разп/хв і кюрі (Ки). Одиниця активності, яка називається кюрі, визначається як активність такого препарату, у якому відбувається $3,700 \cdot 10^{10}$ актів розпаду за 1 секунду. Використовують дробові одиниці (мілікюрі, мікрокюрі й т.д.), а також кратні одиниці (кілокіюрі, мегакіюрі).

5 Часто буває, що ядра, які виникають у результаті радіоактивного перетворення, у свою чергу виявляються радіоактивними й розпадаються зі швидкістю, яка характеризується сталою розпаду λ' . Нові продукти розпаду також можуть виявитися радіоактивними і т.д. У результаті виникає цілий ряд радіоактивних перетворень. У природі існує *три радіоактивних ряди (або сімейства)*, родоначальниками яких є ^{238}U (ряд урану), ^{232}Th (ряд торію) і ^{235}U (ряд актиноурану). Кінцевими продуктами у всіх трьох випадках є ізотопи свинцю – у першому випадку ^{206}Pb , у другому – ^{208}Pb й, нарешті, у третьому – ^{207}Pb .

Природна радіоактивність була відкрита в 1896 р. Беккерелем. Великий внесок у вивчення радіоактивних речовин зробили П'єр Кюрі й Склодовська-Кюрі. Ними було виявлено три з п'яти *видів радіоактивного розпаду*. В одному з них, який отримав назву **α -розпад**, випромінюються α -частинки, які відхиляються під дією магнітного поля у таку саму сторону, куди відхилявся б потік додатно заряджених частинок. У другому розпаді, який отримав назву **β -розпад**, випромінюються β -частинки, які відхиляються магнітним полем у протилежний бік, тобто так, як відхилявся б потік від'ємно заряджених частинок. У третьому розпаді, який отримав назву **γ -розпад**, випромінюються γ -частинки, які ніяк не реагують на дію магнітного поля. З часом з'ясувалося, що γ -промені є електромагнітним випромінюванням досить малої довжини хвилі (від 10^{-4} нм до 0,1 нм), β -промені є потоком електронів, α -промені – потік ядер гелію ^4_2He . Пізніше було відкрито ще два *види радіоактивного розпаду: спонтанний поділ важких ядер та протонна радіоактивність*.

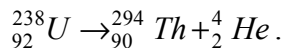
§ 33 Альфа-розпад. Енергія α -частинок. Теорія Гамова-Герні-Кондона

1 Альфа-розпад. *Альфа-розпадом* називають самочинне перетворення одних ядер атомів в інші, яке супроводжується випромінюванням α -частинок, тобто ядер гелію ^4_2He . Альфа-розпад проходить за такою схемою:



Буквою X позначений хімічний символ (материнського) ядра, яке розпадається, буквою Y – хімічний символ (дочірнього) ядра, яке утворилося. Альфа-розпад, як правило, супроводжується випромінюванням дочірнім ядром γ -променів.

Прикладом може бути розпад ізотопу урану ${}^{238}\text{U}$:



Швидкості, з якими α -частинки (тобто ядра ${}_2^4\text{He}$) вилітають із ядра, яке розпалося, дуже великі (приблизно 10^7 м/с; кінетична енергія дорівнює декілька мегаелектронвольт). Пролітаючи через речовину, α -частинка поступово втрачає свою енергію, іонізуючи молекул речовини, і, зрештою, зупиняється. На утворення однієї пари іонів у повітрі витрачається в середньому 35 еВ. Таким чином, α -частинка утворює на своєму шляху приблизно 10^5 пар іонів. Природно, що чим більша густина речовини, тим менший пробіг α -частинок до зупинки. Так, у повітрі при нормальному тиску пробіг становить кілька сантиметрів, у твердій речовині пробіг має значення порядку 0,01 мм (α -частинки повністю затримуються звичайним аркушем паперу).

Кінетична енергія α -частинок виникає за рахунок надлишку енергії спокою материнського ядра над сумарною енергією спокою дочірнього ядра й α -частинки. Енергії α -частинок, які випромінюються даною радіоактивною речовиною, виявляються точно визначеними. Здебільшого радіоактивна речовина випускає кілька груп α -частинок з близькою, але різною енергією. Це обумовлено тим, що дочірнє ядро може виникати не тільки в нормальному, але й у збуджених станах. Як правило, дочірнє ядро переходить у нормальний або більш низький збуджений стан, випромінюючи γ -фотон.

2 Енергія α -частинок. Теорія Гамова-Герні-Кондона. Значимо тепер парадокс, пояснити який класична фізика не змогла. Наприклад, уран ${}^{238}\text{U}$ випромінює α -частинки з енергією 4,2 МеВ, а радій ${}^{226}\text{Ra}$ – з енергією 4,8 МеВ. Здавалося б, коли обстріляти ці ядра α -частинками з такими самими енергіями, то вони повинні були б попадати усередину ядра. А експеримент показав, що цього не відбувається. Більше того, якщо обстрілювати ці ядра α -частинками з енергією 8,8 МеВ, то такі α -частинки також усередину ядра не попадають. Це говорить про те, що висота потенціального бар'єра U_{\max} ядер набагато вища енергії α -частинок, які випромінюються. Тоді стає незрозумілим, як відбувається випромінювання α -частинок з енергіями, які є набагато меншими за потенціальну енергію U_{\max} ядра, з якого вони вилітають?

Цей парадокс був вирішений незалежно один від одного Г.А.Гамовим, з одного боку, й Герні та Кондоном – з іншого. Для спрощення введемо припущення, що α -частинки вже існують усередині атомних ядер. При такій ідеалізації материнське ядро складається з дочірнього ядра й α -частинки. Ця ідеалізація, імовірно, не відповідає дійсності. Швидше за все, α -частинка утворюється із протонів і нейтронів перед вильотом з ядра. Однак вищезазначена ідеалізація приводить в основному до правильних результатів.

Розглянемо поведінку потенціальної енергії U взаємодії α -частинки й дочірнього ядра залежно від відстані між ними r . На порівняно великих відстанях, де практично перестають діяти ядерні сили, залишається тільки кулонівське відштовхування й потенціальна функція U подається формулою

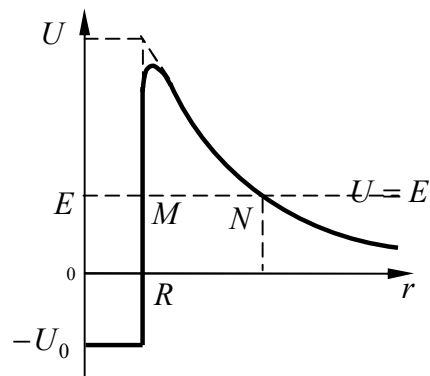


Рисунок 33.1

$U = 2Ze^2 / (4\pi\epsilon_0 r)$, де Ze – заряд дочірнього ядра, а $2e$ – заряд α -частинки. Кулонівське відштовхування на малих відстанях від ядра повинне перейти в притягання, яке обумовлене ядерними силами, інакше α -частинки в ядрі не могли б утримуватися (притягання відповідає від'ємна потенціальна енергія). Тому залежність потенціальної енергії $U(r)$ від відстані r можна подати так, як це зображено на рисунку 33.1. Аналізуючи залежність $U(r)$, бачимо, для того щоб α -частинка вилетіла з ядра, її потрібно подолати потенціальний бар'єр. Тоді суть парадоксу можна сформулювати таким чином: як α -частинка з енергією E , меншою за висоту потенціального бар'єра U_{\max} , може пройти через нього?

Цей парадокс пояснюється за допомогою квантової механіки й уявлень про α -розпад як про тунельний ефект. З точки зору квантової механіки є деяка ймовірність того, що α -частинка маючи енергію, меншу за висоту потенціального бар'єра, пройде крізь цей бар'єр. *Теорія α -розпаду Гамова-Герні-Кондона, яка базується на уявленні про α -розпад як про тунельний ефект, приводить до результатів, що добре узгоджуються з дослідом.*

§ 34 Бета-розпад. Види бета-розпаду. Енергія β -частинок. Теорія Фермі. Слабка взаємодія

1 Бета-розпад. Види бета-розпаду. *Бета-розпад є самочинним процесом, у якому нестабільне ядро ${}^A_Z X$ перетворюється в ядро-ізобар ${}^A_{Z+1} X$ або ${}^A_{Z-1} X$.* Кінцевим результатом цього процесу є перетворення в ядрі нейтрона в протон або протона в нейтрон. Можна сказати, що β -розпад є не внутрішньоядерним, а внутрішньонуклонним процесом. При β -перетворенні відбуваються більш глибокі зміни речовини, ніж при α -розпаді.

Розрізняють три види β -розпаду:

1) **електронний β^- -розпад**, у якому ядро випромінює електрон, тому зарядове число Z збільшується на одиницю;

2) **позитронний β^+ -розпад**, у якому ядро випускає позитрон (частинку, які відрізняється від електрона лише тим, що її заряд є додатним) і з цієї причини його зарядове число зменшується на одиницю;

3) **електронне захоплення (e -захоплення)**, у якому ядро поглинає один з електронів електронної оболонки, тому зарядове число зменшується на одиницю. Як правило, електрон поглинається з K -оболонки атому, оскільки ця оболонка є найближчою до ядра. Електрон може поглинатися й з L - або M -оболонки і т.д., але ці процеси менш імовірні.

2 Енергія β -частинок. Теорія Фермі. Слабка взаємодія. Енергії α - і β -частинок, які випромінюються радіоактивними речовинами, можна виміряти методом відхилення їх в електромагнітних полях, тому що ці частинки заряджені. Такі виміри показали, що кожна α -радіоактивна речовина випромінює α -частинки цілком певної, визначеної енергії, яка характерна саме цій речовині. Цей результат є цілком природним. Здавалось би такі властивості повинні мати і β -частинки. Тобто енергія β -частинок повинна мати визначене значення. Однак експеримент показав зовсім інший результат:

випромінюються β -частинки з різною енергією, спектр їх енергій є суцільним.

Виявилось, що β -радіоактивні атоми одного і того самого сорту випромінюють електрони різних енергій, починаючи від нуля й закінчуючи деяким граничним значенням $E_{\text{гр}}$, яке є характерним для розглянутої речовини. Це граничне значення називається

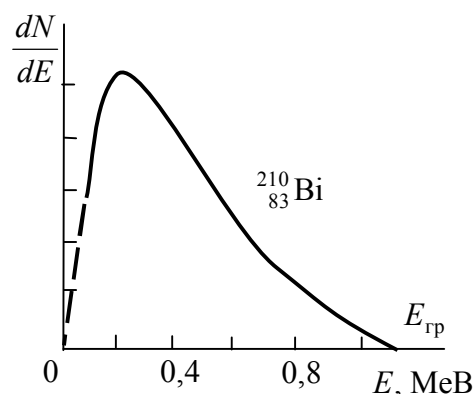


Рисунок 34.1

верхньою межею β -спектра. Для прикладу на рис. 34.1 наведений β -спектр (залежність кількості β -частинок в одиничному енергетичному інтервалі dN/dE від енергії частинок E), який виникає при розпаді $^{210}_{83}\text{Bi}$. *Постає питання: чому спектр енергій електронів при β -розпаді є суцільним, а не дискретним?*

Пояснив це протиріччя Паулі. Він висунув гіпотезу, яка пізніше була доведена експериментально, що *при β -розпаді разом з електроном вилітає ще якась невідома нейтральна частинка, яка не реєструвалася приладами*. У рідкісних випадках вся енергія, яка вивільняється в радіоактивному перетворенні, переноситься електроном. Така енергія відповідає верхній межі електронного β -спектра. Підтвердженням цього може бути дослідний факт, що зазначена межа збігається з різницею енергій материнського й дочірнього ядер. В інших рідкісних випадках вся енергія переноситься гіпотетичною частинкою. Але найчастіше енергія переноситься і цією частинкою, і електроном. Розподіл енергії між ними має випадковий характер, чим і пояснюється форма β -спектра. Пізніше Фермі назвав цю незаряджену частинку **нейтрино** (що в перекладі з італійського означає «маленький нейтрончик»). Маса нейтрино, якщо така є в цієї частинці, повинна бути меншою маси електрона.

На основі гіпотези Паулі в 1933 р. Фермі побудував кількісну теорію β -розпаду. Ця теорія досить складна. *Основна ідея Фермі полягає в тому, що β -частинки й нейтрино не існують в атомних ядрах, а народжуються в них у процесі β -розпаду*. Також для пояснення β -розпаду Фермі потрібно було ввести гіпотезу про існування особливого типу короткодійних сил, які й викликають у ядрі процеси перетворення нейтрона в протон або протона в нейтрон з випромінюванням β -частинок і нейтрино в обох випадках. Відповідні сили називаються **слабкими силами**, а взаємодії, що відбувались під їх дією, – **слабкими взаємодіями**. Щоб мати уявлення про величину слабких взаємодій, зазначимо, що теоретичні розрахунки й подальші дослідні вимірювання показали, що середня довжина вільного пробігу нейтрино з енергією 1 МеВ у воді дорівнює приблизно 10^{21} см (100 світлових років). Такі нейтрино вільно проходять Сонце, а тим більше земну кулю. Радіус дії слабких взаємодій не перевищує 10^{-15} см.

Потрібно також зазначити, що постульована Паулі частинка, яка з'являється при β^- -розпаді разом з електроном, пізніше стала називатися електронним антинейтрино ($\bar{\nu}_e$), а частинка, що з'являється при β^+ -розпаді разом з позитроном, – електронним нейтрино (ν_e). Щоб задовольнити закон збереження моменту імпульсу, потрібно припустити, що спіни $\bar{\nu}_e$ і ν_e дорівнюють 1/2.

3 У зв'язку з вищевикладеним три β -розпади можна подати у вигляді таких схем.

1 Схема β^- -розпаду, або електронного розпаду:



Приклад: $^{234}_{90}\text{Th} \rightarrow ^{234}_{91}\text{Pa} + ^0_{-1} e + \bar{\nu}_e$.

2 Схема β^+ -розпаду, або позитронного розпаду:



Приклад: $^{13}_7\text{N} \rightarrow ^{13}_6\text{C} + ^0_{+1} e + \nu_e$.

3 Схема електронного захоплення:

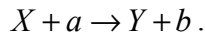


Приклад: $^{40}_{19}\text{K} + ^0_{-1} e \rightarrow ^{40}_{18}\text{Ar} + \nu_e$.

§ 35 Ядерні реакції. Енергія реакції. Гранична кінетична енергія. Компаунд-ядро. Реакція зриву. Реакція захоплення. Ефективний переріз ядерної реакції

1 Ядерною реакцією називається процес взаємодії атомного ядра з елементарною частинкою або з іншим ядром, який приводить до перетворення ядра (або ядер). Взаємодія реагуючих частинок виникає при зближенні їх до відстаней порядку 10^{-15} м завдяки дії ядерних сил.

Найпоширенішим видом ядерної реакції є взаємодія легкої частинки a з ядром X , у результаті якого утвориться легка частинка b і ядро Y :



Рівняння таких реакцій записують скорочено у вигляді

$$X(a,b)Y. \quad (35.1)$$

У дужках зазначають легкі частинки, що беруть участь у реакції, спочатку вхідна, потім кінцева.

Як легкі частинки a й b можуть фігурувати нейтрон (n), протон (p), дейтрон (d), α -частинка (α) й γ -фотон (γ).

При розгляді ядерних реакцій, як і інших процесів, що обговорюються в ядерній фізиці, використовуються такі закони збереження:

1) закон збереження енергії; 2) закон збереження імпульсу; 3) закон збереження моменту імпульсу; 4) закон збереження електричного заряду. Також використовуються й інші закони збереження.

2 Ядерні реакції можуть супроводжуватися як виділенням, так і поглинанням енергії. Кількість енергії, що виділяється, при ядерній реакції називається **енергією реакції**. Вона визначається різницею мас вхідних і кінцевих ядер:

$$Q = c^2 \sum_{i=1}^n m_i - \sum_{k=1}^{n'} m'_k, \quad (35.2)$$

де m_i – маси спокою частинок, які брали участь у реакції; m'_k – маси спокою частинок, які виникли в результаті реакції. Якщо сума мас ядер, що утворюються, перевищує суму мас вхідних ядер, реакція проходить з поглинанням енергії й енергія реакції буде від'ємною ($Q < 0$). Така реакція називається **ендотермічною**. Якщо сума мас ядер, які утворюються, менша суми мас вхідних ядер, реакція йде з виділенням енергії й енергія реакції буде додатною ($Q > 0$). Така реакція називається **екзотермічною**. Енергія реакції показує, наскільки збільшується (зменшується) кінетична енергія частинок після проходження ядерної реакції.

3 Екзотермічна реакція може проходити при як завгодно малій вхідній кінетичній енергії частинок, які зіштовхуються. Навпроти, ендотермічна реакція може проходити тільки тоді, коли кінетична енергія частинок, які зіштовхуються, перевершує деяке мінімальне значення. Це мінімальне значення кінетичної енергії $T_{\text{пор}}$, починаючи з якого ендотермічна реакція може проходити, називається **порогом реакції**. Істотно зазначити, що поріг реакції вимірюється завжди в лабораторній системі координат, у якій частинка-мішень перебуває у спокої.

Візьмемо, наприклад, частинку масою m_1 , що налітає зі швидкістю v на нерухому частинку масою m_2 . Розглядаємо нерелятивістський випадок. Вважаємо, що зіткнення цих частинок непружне, у результаті якого частина кінетичної енергії переходить у внутрішню. Для того щоб ендотермічна ядерна реакція відбулася необхідно, щоб частина кінетичної

енергії, що переходить у внутрішню, була не меншою модуля енергії реакції $|Q|$. З'ясуємо, якою повинна при цьому бути мінімальна кінетична енергія частинки, що налітає (порогова кінетична енергія). Для вирішення проблеми використаємо закон збереження імпульсу й закон збереження енергії

$$\begin{aligned} m_1 v &= (m_1 + m_2)u, \\ \frac{m_1 v^2}{2} &= \frac{(m_1 + m_2)u^2}{2} + |Q|. \end{aligned} \quad (35.3)$$

Тут u швидкість частинок після непружного удару. З першого рівняння (35.3) знаходимо u , підставляємо в друге рівняння й отримуємо

$$\frac{m_1 v^2}{2} \left(1 - \frac{m_1}{m_1 + m_2}\right) = |Q|,$$

або

$$T_{\text{пор}} = \frac{m_1 v^2}{2} = |Q| / \left(1 - \frac{m_1}{m_1 + m_2}\right) = |Q| \left(1 + \frac{m_1}{m_2}\right). \quad (35.4)$$

Таким чином, для нерелятивістського випадку порогова кінетична енергія визначається співвідношенням (35.4). У релятивістському випадку, порогова кінетична енергія має вигляд

$$T_{\text{пор}} = |Q| \left(1 + \frac{m_1}{m_2} + \frac{|Q|}{2m_2 c^2}\right). \quad (35.5)$$

4 У 1936 р. Н. Бор встановив, що реакції, які викликані не дуже швидкими частинками, проходять у два етапи. Перший етап полягає в захопленні частинки a , що наблизилася до ядра X , і в утворенні проміжного ядра Π , яке називають **компаунд-ядром**. Енергія, привнесена частинкою a (вона складається з кінетичної енергії частинки й енергії її зв'язку з ядром), за дуже короткий час перерозподіляється між всіма нуклонами компаунд-ядра, у результаті чого це ядро виявляється в збудженому стані. На другому етапі компаунд-ядро випускає частинку b . Символічно таке проходження реакції у два етапи записується таким чином:



Якщо випущена частинка тотожна із захопленою ($b \equiv a$), процес (35.6) називають **розсіюванням**. У випадку, коли енергія частинки b дорівнює енергії частинки a ($E_b = E_a$), розсіювання є **пружним**, у протилежному разі (тобто при $E_b \neq E_a$) – **непружним**. Ядерна реакція має місце, якщо частинка b не тотожна з a .

Проміжок часу $\tau_{\text{я}}$, який необхідний нуклону з енергією порядку 1 МеВ (що відповідає швидкості нуклона порядку 10^7 м/с) для того, щоб пройти відстань, яка дорівнює діаметру ядра ($\sim 10^{-14}$ м), називається **ядерним часом** (або **ядерним часом прольоту**). Це час за порядком величини дорівнює

$$\tau_{\text{я}} \sim \frac{10^{-14} \text{ м}}{10^7 \text{ м/с}} = 10^{-21} \text{ с}. \quad (35.7)$$

Середній час життя компаунд-ядра (дорівнює $10^{-14} - 10^{-12}$ с) на багато порядків перевищує ядерний час прольоту $\tau_{\text{я}}$. Отже, розпад компаунд-ядра (тобто випромінювання ним частинки b) являє собою процес, який не залежить від першого етапу реакції, що полягає в захопленні частинки a (компаунд-ядро ніби «забуває» про спосіб свого утворення). Одне й те саме компаунд-ядро може розпадатися різними шляхами, причому

характер цих шляхів і їх відносна ймовірність не залежать від способу утворення компаунд-ядра.

5 Реакції, які викликані швидкими нуклонами й дейтронами, проходять без утворення проміжного ядра. Такі реакції називають **прямими**. Типовою прямою ядерною реакцією є **реакція зриву**, яка спостерігається при нецентральному зіткненні дейтрона з ядром. При таких зіткненнях один з нуклонів дейтрона може опинитись у зоні дії ядерних сил і буде захоплений ядром, у той час як інший нуклон залишиться поза зоною дії ядерних сил і пролетить повз ядро. Символічно цю реакцію можна подати у вигляді (d, p) або (d, n) .

Зворотною до реакції зриву є **реакція підхоплення** – нуклон, що налетів (p або n) відколює від ядра один з нуклонів (n або p), перетворюючись при цьому в дейтрон: (n, d) або (p, d) .

6 У ядерній фізиці ймовірність взаємодії характеризують за допомогою **ефективного перерізу** σ . Зміст цієї величини полягає в такому. Нехай потік частинок, наприклад нейтронів, попадає на мішень, настільки тонку, що ядра мішені не перекривають один одного (рис. 35.1; нагадаємо, що потоком частинок називається кількість частинок, що пролітають через деяку поверхню за одиницю часу). Якщо б ядра були твердими кульками з поперечним перерізом σ , а частинки, які падають, – твердими кульками з дуже малим перерізом, то ймовірність того, що частинка, яка падає, зачепить одне з ядер мішені, дорівнювала б

$$P = \frac{S_{\text{яд}}}{S} = \frac{\sigma n V}{S} = \frac{\sigma n S \delta}{S} = \sigma n \delta,$$

де n – концентрація ядер, тобто число їх в одиниці об'єму мішені; δ – товщина мішені ($\sigma n \delta$ визначає відносну частинку площі мішені, перекриту ядрами-кульками).

Нехай на мішень падає перпендикулярно до її поверхні потік частинок N . Тоді кількість частинок, які мають за одиницю часу зіткнення з ядрами мішені, ΔN визначається формулою

$$\Delta N = NP = N\sigma n \delta. \quad (35.8)$$

Отже, визначивши відносну кількість частинок, яка має зіткнення, $\Delta N/N$, можна було б обчислити поперечний переріз ядра за формулою

$$\sigma = \Delta N / N n \delta. \quad (35.9)$$

У дійсності ні ядра мішені, ні частинки, що падають на неї, не є твердими кульками. Однак за аналогією з моделлю кульок, що зіштовхуються, для характеристики ймовірності взаємодії використовують величину σ , обумовлену формулою (35.9), у якій під ΔN мають на увазі не число частинок, які зіткнулися, а число частинок, які мали взаємодію з ядрами мішені. Ця величина й називається **ефективним перерізом** для даної реакції (або процесу).

Ефективні перерізи ядерних процесів виражають в одиницях, що отримали назву **барн**:

$$1 \text{ барн} = 10^{-28} \text{ м}^2 = 10^{-10} \text{ нм}^2. \quad (35.10)$$

7 Уперше ядерна реакція була проведена Резерфордом у 1919 р. При опроміненні азоту α -частинками деякі ядра азоту перетворювалися в ядра кисню, випускаючи при цьому протон. Рівняння цієї реакції має вигляд

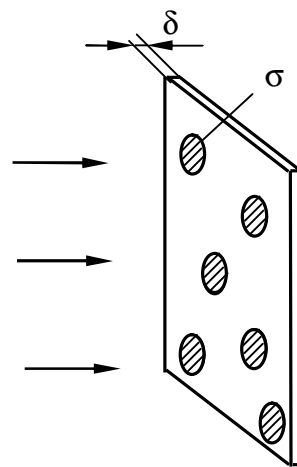
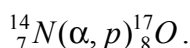
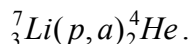


Рисунок 35.1 – До визначення ефективного перерізу реакції (або процесу)

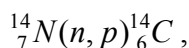
Резерфорд скористався для розщеплення атомного ядра природними снарядами – α -частинками. Перша ядерна реакція, викликана штучно прискореними частинками, була здійснена Кокрофтом і Уолтоном в 1932 р. За допомогою так званого множника напруги вони прискорювали протони до енергії порядку 0,8 MeV і спостерігали реакцію



Далі з розвитком техніки прискорення заряджених частинок множилося число ядерних перетворень, які здійснювалися штучним шляхом.

Найбільше значення мають реакції, які викликаються нейтронами. На відміну від заряджених частинок (p, d, α) нейтрони не зазнають кулонівського відштовхування, внаслідок чого вони можуть проникати в ядра, маючи досить малу енергію. Ефективні перерізи реакцій звичайно зростають при зменшенні енергії нейтронів. Це можна пояснити тим, що чим менша швидкість нейтрона, тим більший час, який він проводить у сфері дії ядерних сил, пролітаючи поблизу ядра, і, отже, тим більша ймовірність його захоплення. Однак часто спостерігаються випадки, коли переріз захоплення нейтронів має різко виражений максимум для нейтронів певної енергії E_r . Як приклад на рис. 35.2 наведена крива залежності перерізу захоплення нейтрона ядром ${}^{238}\text{U}$ від енергії нейтрона E . Масштаб вздовж обох осей – логарифмічний. На рисунку видно, що при $E = E_r = 7 \text{ eV}$ переріз захоплення різко зростає, досягаючи 23 000 барн. Вид кривої свідчить про те, що явище має резонансний характер. Таке резонансне поглинання має місце в тому випадку, коли енергія, що привноситься нейтроном у компаунд-ядро, дійсно дорівнює тій енергії, яка необхідна для переведення компаунд-ядра на збуджений енергетичний рівень. Подібним чином для фотонів, енергія яких дорівнює різниці енергій між першим збудженим і основним рівнями атома, ймовірність поглинання особливо велика (резонансне поглинання світла).

Є цікавою реакція



яка постійно проходить в атмосфері під дією нейтронів, утворених космічними променями. Виникаючий при цьому вуглець ${}^{14}_6\text{C}$ називається **радіовуглецем**, тому що він β^- -радіоактивний, його період напіврозпаду становить 5730 років. Радіовуглець засвоюється при фотосинтезі рослинами й бере участь у кругообігу речовин у природі.

Кількість виникаючих в атмосфері за одиницю часу ядер радіовуглецю ΔN_+ в середньому залишається сталою. Кількість ядер, що розпадаються, ΔN_- є пропорційною числу наявних N ядер:

$$\Delta N_- = kN.$$

Оскільки період напіврозпаду дуже великий, встановлюється рівноважна концентрація ядер ${}^{14}\text{C}$ у звичайному вуглеці, що відповідає умові

$$\Delta N_+ = \Delta N_-, \text{ або } \Delta N_+ = kN.$$

Спеціальні дослідження показали, що внаслідок дії вітрів і океанських течій рівноважна концентрація ${}^{14}\text{C}$ в різних місцях земної кулі однакова й відповідає приблизно 14 розпадам за хвилину на кожний грам вуглецю.

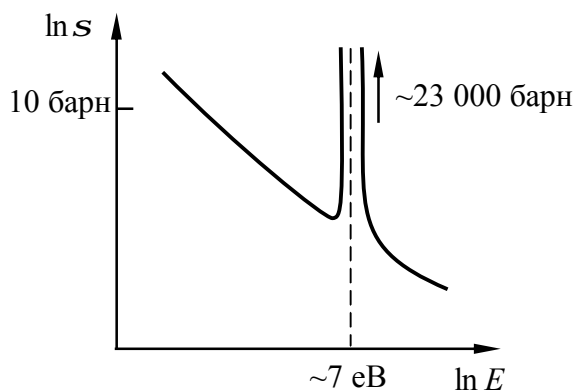


Рисунок 35.2 – Переріз захоплення нейтронів ядром урану-238

Поки організм живе, втрата у ньому ^{14}C через радіоактивність заповнюється за рахунок участі в кругообігу речовин у природі. У момент смерті організму процес засвоєння відразу ж припиняється й концентрація ^{14}C у звичайному вуглеці починає зменшуватися за законом радіоактивного розпаду. Отже, вимірявши концентрацію ^{14}C у рештках організмів (у деревині, костях і т.п.), можна визначити дату їх смерті або, як говорять, їх вік. Перевірка цього методу на древніх зразках, вік яких точно визначений історичними методами, дала цілком задовільні результати.

§ 36 Ділення ядер. Ланцюгова ядерна реакція. Ядерна бомба. Ядерний реактор

1 У 1938 р. Ган і Штрассман виявили, що при опроміненні урану нейтронами утворюються елементи із середини періодичної системи – барій і лантан. Пояснення цього явища було дано Фрішем і Мейтнер. Вони висловили припущення, що ядро урану, яке захопило нейтрон, ділиться на дві приблизно рівні частини. Ці частини отримали назву осколків поділу.

Подальші дослідження показали, що поділ може відбуватися різними шляхами. Усього утвориться близько 80 різних осколків, причому найбільш імовірними є поділ на осколки, маси яких співвідносяться як 2:3. Крива на рис. 36.1 дає відносний вихід осколків різної маси, що виникають при поділі ^{235}U повільними (тепловими) нейтронами. Відповідно до цієї кривої відносно число актів поділу, при яких утворюються два осколки рівної маси ($A \approx 117$), становить $10^{-2}\%$, у той час як утворення осколків з масовими числами порядку 95 і 140 ($95:140 \approx 2:3$) спостерігається в 7% випадків.

Питома енергія зв'язку для ядер середньої маси приблизно на 1 МеВ більша, ніж у важких ядер. Звідси випливає, що поділ ядер повинен супроводжуватися виділенням великої кількості енергії. Але особливо важливим виявилася та обставина, що при поділі кожного ядра вивільняється кілька нейтронів. Відносна кількість нейтронів у важких ядрах помітно більша, ніж у середніх ядрах. Тому осколки, що утворилися, виявляються сильно перевантаженими нейтронами, у результаті чого вони виділяють декілька нейтронів. Більшість нейтронів випускається миттєво (за час, менше 10^{-14} с). Частина (близько 0,75%) нейтронів, яка отримала назву **запізнілі нейтрони**, випускається не миттєво, а із запізненням від 0,05 с до 1 хв. У середньому на кожний акт поділу виділяється 2,5 нейтронів.

Виділення миттєвих і запізнілих нейтронів не усуває повністю перевантаження осколків поділу нейтронами. Тому осколки виявляються здебільшого радіоактивними й мають ланцюжок β^- -перетворень, які супроводжуються випромінюванням γ -квантів. Пояснимо сказане прикладом. Один зі шляхів, якими здійснюється поділ, виглядає в так:



Осколки поділу – цезій і рубідій – мають перетворення:

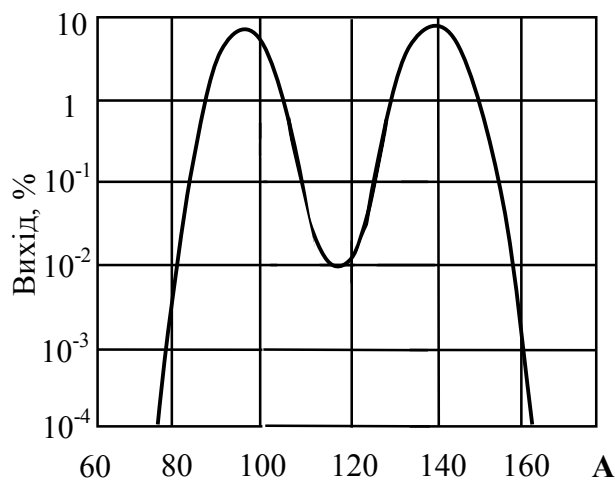
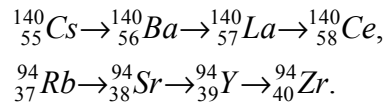


Рисунок 36.1 – Відносний вихід (у відсотках) осколків, що виникають при поділі урану-235 тепловими нейтронами. До осі ординат застосована логарифмічна шкала

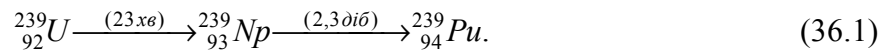


Кінцеві продукти – церій ${}^{140}\text{Ce}$ і цирконій ${}^{94}\text{Zr}$ – є стабільними.

Крім урану, при опроміненні нейтронами діляться торій (${}^{232}_{90}\text{Th}$) і протактиній (${}^{231}_{91}\text{Pa}$), а також трансурановий елемент плутоній (${}^{239}_{94}\text{Pu}$). Нейтрони надвисоких енергій (порядку декількох сотень мегаелектронвольт) викликають поділ і більш легких ядер. Ядра ${}^{235}\text{U}$ й ${}^{239}\text{Pu}$ діляться нейтронами будь-яких енергій, але особливо добре повільними нейтронами. Тепловими нейтронами діляться також ${}^{233}\text{U}$ і ${}^{230}\text{Th}$, але ці ізотопи в природі не трапляються, вони утворюються штучним шляхом.

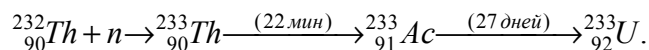
Ядра ${}^{238}\text{U}$ діляться тільки швидкими нейтронами (з енергіями, не меншими 1 МеВ). При менших енергіях нейтрони поглинаються ядрами ${}^{238}\text{U}$ без подальшого поділу. У результаті утвориться ядро ${}^{239}\text{U}$, енергія збудження якого виділяється у вигляді γ -фотона. Тому такий процес називається **радіаційним захопленням** (реакція (n, γ)). Ефективний переріз цього процесу різко зростає при енергії нейтронів, що дорівнює приблизно 7 еВ, досягаючи 23 000 барн. Переріз захоплення ядром ${}^{238}\text{U}$ теплових нейтронів становить менше 3 барн.

Ядро ${}^{239}\text{U}$, яке утворилося в результаті захоплення нейтрона, нестабільне (період напіврозпаду T дорівнює 23 хв.). Випускаючи електрон, антинейтрино й γ -фотон, воно перетворюється в ядро трансуранового елемента нептунія ${}^{239}\text{Np}$. Нептуній також перетерплює β^- -розпад ($T = 2,3$ дні), перетворюючись у плутоній ${}^{239}\text{Pu}$. Цей ланцюжок перетворень виглядає в так:



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

Радіаційне захоплення нейтронів ядром торія ${}^{232}\text{Th}$ приводить до утворення ізотопу урану ${}^{233}\text{U}$, який легко ділиться, що є відсутнім у природному урані:



Уран-233 α -радіоактивний ($T = 162\,000$ років).

2 Випромінювання при поділі ядер ${}^{235}\text{U}$, ${}^{239}\text{Pu}$ і ${}^{233}\text{U}$ декількох нейтронів дає можливість здійснити **ланцюгову ядерну реакцію**. Дійсно, випромінені при поділі одного ядра z нейтронів можуть викликати поділ z ядер, у результаті буде випущено z^2 нових нейтронів, які спричинять поділ z^2 ядер, і т.д. Таким чином, кількість нейтронів, що народжуються в кожному поколінні, зростає в геометричній прогресії. Нейтрони, що випромінюються при поділі ядер ${}^{235}\text{U}$, мають у середньому енергію порядку 2 МеВ, що відповідає швидкості порядку $2 \cdot 10^7$ м/с. Тому час, що проходить між випромінюванням нейтрона й захопленням його новим ядром, що ділиться, дуже малий, так що процес розмноження в речовині проходить досить швидко.

Намальована нами картина є ідеальною. Процес розмноження нейтронів проходив би описаним способом за умови, що всі нейтрони, які виділилися, поглинаються ядрами, що діляться. У дійсності це далеко не так. Насамперед через скінченні розміри тіла, де відбувається поділ, і велику проникаючу здатність нейтронів багато з них залишають зону реакції, перш ніж будуть захоплені яким-небудь ядром і спричинять його поділ. Крім того, частина нейтронів поглинеться ядрами домішок, що не діляться, внаслідок чого вони виходять із гри, не викликавши поділу й, отже, не утворивши нових нейтронів.

Об'єм тіла росте як куб, а поверхня – як квадрат лінійних розмірів. Тому відносна частка нейтронів, що вилітають назовні, зменшується зі збільшенням маси речовини, що ділиться.

Природний уран містить 99,27 % ізотопу ^{238}U , 0,72 % ^{235}U і близько 0,01 % ^{234}U . Отже, на кожне ядро ^{235}U , що ділиться під дією повільних нейтронів, припадає 140 ядер ^{238}U , які захоплюють не занадто швидкі нейтрони без поділу. Тому в природному урані ланцюгова реакція поділу не виникає.

Ланцюгова реакція в урані може бути здійснена двома способами. Перший спосіб полягає у виділенні із природного урану ізотопу ^{235}U , який ділиться. Внаслідок хімічної нерозрізненості ізотопів розділ їх являє собою досить важке завдання. Однак вона була вирішена декількома методами.

3 У чистому ^{235}U (або ^{239}Pu) кожний захоплений ядром нейтрон викликає поділ з випромінюванням, близько 2,5 нових нейтронів. Однак якщо маса такої речовини менша певного критичного значення, то більшість випромінених нейтронів вилітає назовні, не викликавши поділу, так що ланцюгова реакція не виникає. При масі, більшій *за критичну*, нейтрони швидко розмножуються, і реакція набуває вибухового характеру. На цьому базується дія *атомної бомби* (рис. 36.2). Ядерний заряд такої бомби являє собою два або більше частини майже чистого ^{235}U або ^{239}Pu . Маса кожної частини менша критичної, внаслідок чого ланцюгова реакція не виникає.

У земній атмосфері завжди є деяка кількість нейтронів, які народжені космічними променями. Тому щоб викликати вибух, досить з'єднати частини ядерного заряду в один з масою, більшою за критичну. Це потрібно робити дуже швидко, і з'єднання частин повинне бути дуже щільним. У протилежному разі ядерний заряд розлетиться на частини, перш ніж встигне прореагувати помітна частина речовини, яка ділиться. Для з'єднання використовується звичайна вибухова речовина (запал), за допомогою якої однією частиною ядерного заряду вистрілюють в іншу. Весь пристрій укладений у масивну оболонку з металу великої густини. Оболонка є відбивачем нейтронів і, крім того, утримує ядерний заряд від розпилення доти, поки максимально можливе число його ядер не виділить свою енергію при поділі. Ланцюгова реакція в атомній бомбі йде на швидких нейтронах. При вибуху встигає прореагувати тільки частина ядерного заряду.

4 Інший спосіб здійснення ланцюгової реакції використовується в *ядерних реакторах*. Як речовина, що ділиться, в реакторах є природний (або трохи збагачений ізотопом ^{235}U) уран. Щоб запобігти радіаційному захопленню нейтронів ядрами ^{238}U (який стає особливо інтенсивним при енергії нейтронів, що дорівнює приблизно 7 еВ), порівняно невеликі блоки речовини, що ділиться, розміщують на деякій відстані один від одного, а проміжки між блоками *заповнюють* сповільнювачем, тобто речовиною, у якому нейтрони вповільнюються до теплових швидкостей. Переріз захоплення теплових нейтронів ядром ^{238}U становить усього 3 барни, у той час як переріз поділу ^{235}U тепловими нейтронами майже в 200 разів більший (580 барн). Тому, хоча нейтрони зіштовхуються з ядрами ^{238}U у 140 разів частіше, ніж з ядрами ^{235}U , радіаційне захоплення відбувається рідше, ніж поділ, і при більших розмірах усього пристрою коефіцієнт розмноження нейтронів (тобто відношення кількостей нейтронів, що народжуються у двох наступних поколіннях) може досягти значень, більших одиниці.

Уповільнення нейтронів здійснюється за рахунок пружного розсіювання. У цьому випадку енергія, що втрачається частинкою, залежить від співвідношення мас частинок, які

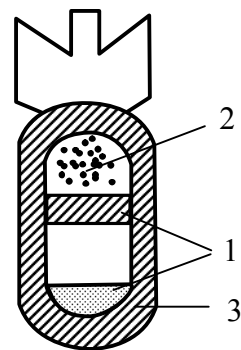


Рисунок 36.2 – Схематичне зображення атомної бомби: 1 – ядерний заряд; 2 – запал; 3 – корпус бомби

зіштовхуються. Максимальна кількість енергії втрачається у випадку, якщо обидві частинки мають однакову масу. Із цього погляду ідеальним сповільнювачем повинна була б бути речовина, що містить звичайний водень, наприклад вода (маси протона й нейтрона приблизно однакові). Однак такі речовини виявилися непридатними як сповільнювач, тому що протони поглинають нейтрони, вступаючи з ними в реакцію

$$p(n, \gamma)d.$$

Ядра сповільнювача повинні мати малий переріз захоплення нейтронів і великий переріз пружного розсіювання. Цю умову задовольняють дейтрон (ядро важкого водню-дейтерію D), а також ядра графіту (C) і берилію (Be). Для зменшення енергії нейтрона від 2 MeV до теплових енергій у важкій воді (D_2O) досить близько 25 зіткнень, в C або Be – приблизно 100 зіткнень.

Перший уран-графітовий реактор був запущений у грудні 1942 р. у Чиказькому університеті під керівництвом італійського фізика Е.Фермі. У Радянському Союзі реактор такого самого типу був запущений під керівництвом І.В. Курчатова в грудні 1946 р. у Москві.

Схема уран-графітового реактора наведена на рис. 36.3. Стержні, позначені цифрою 3, містять кадмій або бор. Ці елементи інтенсивно поглинають нейтрони. Тому введення стрижнів у реактор зменшує коефіцієнт розмноження нейтронів, а виведення – збільшує. Спеціальний автоматичний пристрій, який управляє стержнями, дозволяє підтримувати потужність, яка розвивається в реакторі, на заданому рівні. Регулювання значно полегшується тією обставиною, що частина нейтронів, як ми вже відзначали, випускається при поділі ядер не миттєво, а із запізненням до 1 хв.

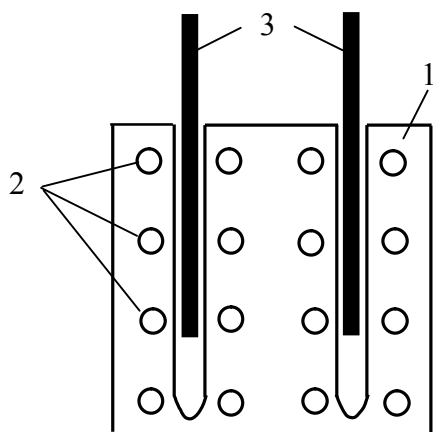


Рисунок 36.3 – Схема уран-графітового реактора: 1 – сповільнювач (графіт); 2 – блоки з урану; 3 – регулювальні стержні

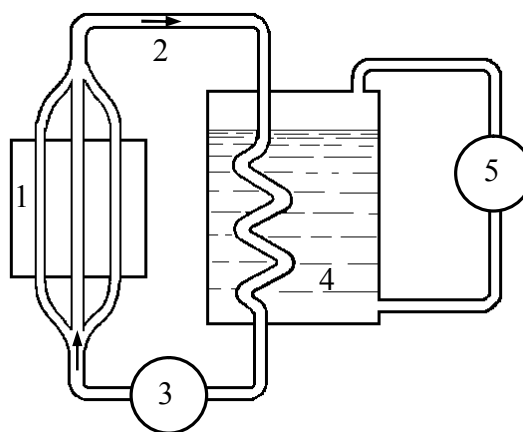


Рисунок 36.4 – Схема атомної електростанції: 1 – активна зона реактора; 2 – контур, по якому циркулює теплоносій; 3 – насос; 4 – теплообмінник; 5 – турбіна

Перші промислові реактори призначалися для виробництва матеріалу, що ділиться, для атомних бомб – плутонію. У таких реакторах частина нейтронів, що випромінюються при поділі ядер ^{235}U , іде на підтримку ланцюгової реакції, частина ж має радіаційне захоплення ядрами ^{238}U , що, як ми бачили, приводить в остаточному підсумку до утворення ^{239}Pu . Після того як в уранових блоках нагромадиться достатня кількість ^{239}Pu , блоки витягають із реактора й спрямовуються на хімічну переробку для виділення з них плутонію.

Застосування ядерної енергії для виробництва електроенергії відбувається в атомних електростанціях. Схема атомної електростанції зображена на рис. 36.4. Енергія, яка виділяється в активній зоні реактора 1, знімається теплоносієм, що циркулює в контурі 2. Циркуляція забезпечується насосом 3. Як теплоносій застосовується вода або лужні метали з

низькою температурою плавлення, наприклад натрій ($T_{\text{плав}} = 98^{\circ}\text{C}$). У теплообміннику 4 теплоносії віддає свою теплоту воді, перетворюючи її в пару, яка обертає турбіну 5.

Реактори зі сповільнювачем працюють на повільних (теплових) нейтронах. Використавши пальне, збагачене ізотопом, що ділиться (^{235}U або ^{239}Pu), можна побудувати реактор, що діє на швидких нейтронах. Частина нейтронів у таких реакторах використовується для перетворення ^{238}U в ^{239}Pu або ^{232}Th в ^{233}U , причому кількість ядер, що утворюються, здатних ділитися тепловими нейтронами, може перевищити кількість ядер, які діляться, витрачених на підтримку роботи реактора. Отже, відтворюється більша кількість ядерного пального, чим вигорає в реакторі. Тому такі ядерні реактори називають **реакторами-розмножувачами**.

Також відзначимо, що побічними продуктами процесів, які проходять у ядерних реакторах, є радіоактивні ізотопи багатьох хімічних елементів, які знаходять різноманітні застосування в біології, медицині й техніці.

§ 37 Термоядерні реакції. Дейтерій-тритієвий синтез. Протонно-протонний цикл. Вуглецевий цикл

1 Ядерний синтез, тобто злиття легких ядер в одне ядро, супроводжується, як і поділ важких ядер, виділенням величезної кількості енергії. Оскільки для синтезу ядер необхідні дуже високі температури, цей процес називається **термоядерною реакцією**.

Щоб перебороти потенціальний бар'єр, обумовлений кулонівським відштовхуванням, ядра з порядковими номерами Z_1 й Z_2 повинні мати енергію

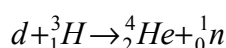
$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r_{\text{я}}},$$

де $r_{\text{я}}$ – радіус дії ядерних сил, що дорівнює приблизно $2 \cdot 10^{-15}$ м. Навіть для ядер із $Z_1 = Z_2 = 1$ ця енергія становить

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r_{\text{я}}} = 9 \cdot 10^9 \frac{(1,6 \cdot 10^{-19})^2}{2 \cdot 10^{-15}} = 1,15 \cdot 10^{-13} \text{ Дж} \approx 0,7 \text{ МэВ}.$$

На частину кожного ядра, що зіштовхується, припадає 0,35 МеВ. Середній енергії теплового руху, що дорівнює 0,35 МеВ, відповідає температура порядку $2 \cdot 10^9$ К. Однак синтез легких ядер може проходити й при значно менших температурах. Справа в тому, що через хаотичний розподіл частинок за швидкостями завжди є деяке число ядер, енергія яких значно перевищує середнє значення. Крім того, що особливо істотно, злиття ядер може відбутися внаслідок тунельного ефекту. Тому деякі термоядерні реакції проходять із помітною інтенсивністю вже при температурах порядку 10^7 К.

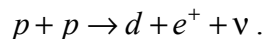
2 Особливо сприятливі умови для **синтезу ядер дейтерію й тритію**, тому що реакція між ними має резонансний характер. Саме ці речовини утворюють заряд **водневої** (або **термоядерної бомби**). Запалом у такій бомбі є звичайна атомна бомба, при вибуху якої виникає температура порядку 10^7 К. Реакція синтезу дейтрона (d , або ^2_1H) і ядра тритію (^3_1H)



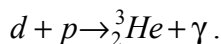
супроводжується виділенням енергії, що дорівнює 17,6 МеВ, що становить близько 3,5 МеВ на нуклон. Для порівняння зазначимо, що поділ ядра урану приводить до вивільнення приблизно 0,85 МеВ на нуклон.

3 Синтез ядер водню в ядра гелію є основним джерелом енергії Сонця й інших зірок, температура в надрах яких сягає 10^7 – 10^8 К. Цей синтез може здійснюватися двома шляхами.

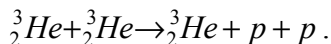
При більш низьких температурах має місце **протонно-протонний цикл**, що проходить таким чином. Спочатку відбувається синтез двох протонів з утворенням дейтрона, позитрона й нейтрино:



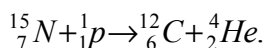
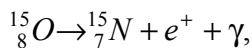
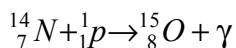
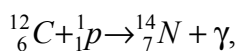
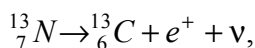
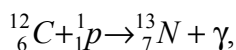
Дейтрон, що утворився, зіштовхуючись із протоном, з'єднується з ним у ядро ${}^3\text{He}$:



Остання ланка циклу є такою реакцією:



4 При більш високих температурах більшу ймовірність має запропонований Беті **вуглецевий** (або **вуглецево-азотний**) цикл, що складається з таких ланок:



Підсумком вуглецевого циклу є зникнення чотирьох протонів і утворення однієї α -частинки. Кількість ядер вуглецю залишається незмінною; ці ядра беруть участь у реакції в ролі каталізатора.

5 У водневій бомбі термоядерна реакція має неконтрольований характер. Для здійснення керованих термоядерних реакцій необхідно створити й підтримувати в деякому об'ємі температуру порядку 10^8 К. При настільки високій температурі речовина являє собою повністю іонізовану плазму. На шляху здійснення керованої термоядерної реакції стоять величезні труднощі. Поряд з необхідністю отримати надзвичайно високі температури, виникає проблема втримання плазми в заданому об'ємі. Зіткнення плазми зі стінками посудини призведе до зменшення її температури. Крім того, стінка з будь-якої речовини при такій температурі відразу випарується. У зв'язку із цим для втримання плазми в заданому об'ємі доводиться використовувати магнітне поле. Сили, що діють у цьому полі на заряджені частинки, що рухаються, змушують їх рухатися по траєкторіях, які розміщені в обмеженій частині простору.

Здійснення керованого термоядерного синтезу дасть людству практично невичерпне джерело енергії. Тому роботи з оволодіння керованими термоядерними реакціями проводяться в багатьох країнах. Одним з основних напрямків, у якому проходять ці роботи, є створення установок типу токамак (скорочення від «тороїдальна камера з магнітними котушками»). Така установка являє собою замкнутий магнітний уловлювач, що має форму тора. Плазма втримується в токамаці магнітним полем дуже складної конфігурації. Розігрів плазми здійснюється струмом, що проходить по ній.

Ряд фахівців вважає, що проблема керованого термоядерного синтезу буде успішно вирішена в XXI столітті.

§ 38 Види взаємодій і класи елементарних частинок]

1 Елементарними частинками називаються найменші відомі на цей час частинки матерії. Термін «елементарні частинки» значною мірою умовний, тому що не існує чіткого критерію елементарності частинки. Характерною рисою елементарних частинок є їх здатність до взаємних перетворень.

Усього разом з античастинками відкрито близько 350 елементарних частинок, і число їх продовжує зростати. Більшість елементарних частинок нестабільна – вони спонтанно перетворюються в інші частинки. Стабільними є фотон, електрон, всі види нейтрино, протон і їх античастинки.

Для того щоб пояснити властивості й поведінку елементарних частинок, їх доводиться наділяти, крім маси, електричного заряду й спіну також додатковими характерними для них величинами (квантові числа), про які буде сказано далі.

2 Відомі чотири види взаємодій між елементарними частинками: *сильне, електромагнітні, слабе й гравітаційне* (ми перелічили їх у порядку зменшення інтенсивності).

Інтенсивність взаємодії характеризують за допомогою так званої **константи взаємодії**, що являє собою безрозмірний параметр, який визначає ймовірність процесів, обумовлених даним видом взаємодії. Відношення значень констант дає відносну інтенсивність відповідних взаємодій.

Сильна взаємодія. Цей вид взаємодії забезпечує зв'язок нуклонів у ядрі. Константа сильної взаємодії має значення порядку 10. Найбільша відстань, на якому проявляється сильна взаємодія (радіус дії r), становить приблизно 10^{-15} м.

Електромагнітна взаємодія. Константа взаємодії дорівнює $1/137 \approx 10^{-2}$. Радіус дії необмежений ($r = \infty$).

Слабка взаємодія. Це взаємодія відповідальна за всі види β -розпаду ядер (включаючи e -захоплення), за багато розпадів елементарних частинок, а також за всі процеси взаємодії нейтрино з речовиною. Константа взаємодії дорівнює за порядком величини 10^{-14} . Слабка взаємодія, як і сильна, є короткодіючою.

Гравітаційна взаємодія. Константа взаємодії має значення порядку 10^{-39} . Радіус дії необмежений ($r = \infty$). Гравітаційна взаємодія є універсальною, її підлеглі все без винятку елементарні частинки. Однак у процесах мікросвіту гравітаційна взаємодія відчутної ролі не відіграє.

Таблиця 38.1

Вид взаємодії	Константа взаємодії	Час життя, с
Сильне	10	10^{-23}
Електромагнітне	10^{-2}	10^{-15}
Слабке	10^{-14}	10^{-8}
Гравітаційне	10^{-39}	-

У таблиці 1 зіставлені значення (порядок величини) констант різних видів взаємодії. В останньому стовпчику таблиці наведений середній час життя частинок, які розпадаються за рахунок даного виду взаємодії (цей час називають також часом розпаду).

3 Елементарні частинки звичайно підрозділяють на чотири класи. До одного з них належить тільки одна частинка – **фотон**. Другий клас утворюють **лептони**, третій – **мезони** й, нарешті, четвертий клас – **баріони**. Мезони й баріони часто поєднують в один клас сильно взаємодіючих частинок, які називають **адронами** (грецьке «адрос» означає великий, масивний).

Наведемо коротку характеристику перелічених класів частинок.

1 Фотони γ (кванти електромагнітного поля) беруть участь в електромагнітних взаємодіях, але не беруть участі у сильній й слабкій взаємодії.

2 Лептони отримали свою назву від грецького слова «лептос», що означає «легкий». До їх числа відносять частинки, що не мають сильної взаємодії: електрони (e^-, e^+), мюони (μ^-, μ^+), важкий тау-лептон (τ^-, τ^+), а також електронні нейтрино ($\nu_e, \tilde{\nu}_e$), мюонні нейтрино ($\nu_\mu, \tilde{\nu}_\mu$) й тау-нейтрино ($\nu_\tau, \tilde{\nu}_\tau$). Всі лептони мають спін, який дорівнює $1/2$, і, отже, є

ферміонами. Всі лептони мають слабку взаємодію. Ті з них, які мають електричний заряд (тобто електрони й мюони), мають також електромагнітну взаємодію.

3 Мезони – сильно взаємодіючі нестабільні частинки, що не несуть так званого баріонного заряду. До них належать π -мезони, або піони (π^+, π^-, π^0), K -мезони, або каони (K^+, K^-, K^0, \bar{K}^0), і ета-мезон (η).

За допомогою π -мезонів здійснюється сильна взаємодія. Маса K -мезонів становить приблизно $970m_e$ (494 MeV для заряджених і 498 MeV для нейтральних K -мезонів). Час життя K -Мезонів має значення порядку 10^{-8} с. Вони розпадаються з утворенням π -мезонів і лептонів або тільки лептонів. Маса ета-мезона дорівнює 549 MeV ($1074m_e$), час життя порядку 10^{-19} с. K -мезони розпадаються з утворенням π -мезонів і γ -фотонів.

На відміну від лептонів мезони володіють не тільки слабкою (і, якщо вони заряджені, електромагнітною), але також і сильною взаємодією, що проявляється при взаємодії їх між собою, а також при взаємодії між мезонами й баріонами. Спін усіх мезонів дорівнює нулю, так що вони є бозонами.

4 Клас баріонів поєднує в собі нуклони (p, n) й нестабільні частинки з масою, більшої маси нуклонів, що отримали назву **гіперонів** ($\Lambda, \Sigma^+, \Sigma^0, \Sigma^-, \Xi^0, \Xi^-, \Omega^-$). Всі баріони мають сильну взаємодію. Спін усіх баріонів дорівнює $1/2$, так що баріони є ферміонами. За винятком протона, всі баріони нестабільні. При розпаді баріона, поряд з іншими частинками, обов'язково утвориться баріон. Ця закономірність є проявом **закону збереження баріонного заряду**.

Крім перелічених вище частинок, виявлене велике число сильно взаємодіючих короткоживучих частинок, які отримали назву **резонансів**. Ці частинки являють собою резонансні стани, що утворені двома або більшим числом елементарних частинок. Час життя резонансів становить усього лише приблизно 10^{-23} - 10^{-22} с.