

Волинський національний університет імені Лесі Українки
Навчально-науковий фізико-технологічний інститут

**Кафедра експериментальної фізики,
інформаційних та освітніх технологій**

Галина Мирончук Андрій Кевшин

ФІЗИКА ЯДРА І ЕЛЕМЕНТАРНИХ ЧАСТИНОК

МЕТОДИЧНІ РЕКОМЕНДАЦІЇ
ДО ЛАБОРАТОРНИХ РОБІТ

Луцьк
2022

УДК 539.2
М 33

Рекомендовано до друку науково-методичною радою Волинського національного університету імені Лесі Українки
(протокол № 1 від 21.09.2022 р.).

Рецензенти: *Луньов С. В.* – канд. фіз.-мат. наук, доцент, кафедра фундаментальних наук, Луцький НТУ;

Сахнюк В. Є. – канд. фіз.-мат. наук, доцент, кафедра теоретичної та комп'ютерної фізики імені А. В. Свідзинського, ВНУ імені Лесі Українки.

М 33 Мирончук Г.Л., Кевшин А. Г. **Фізика ядра і елементарних частинок:** методичні рекомендації до виконання лабораторних робіт. Луцьк : Волин. нац. ун-т. ім. Лесі Українки, 2022. 43 с.

Методичні рекомендації складено відповідно до діючої програми курсу «Фізика ядра і елементарних частинок» для студентів навчально-наукового, фізико-технологічного інституту спеціальностей «Середня освіта (Фізика)», «Фізика та астрономія», «Прикладна фізика та наноматеріали». У навчально-методичному виданні висвітлено основні закономірності ядерних процесів і механізми взаємодії ядерної радіації з об'єктами оточуючого середовища, представлені лабораторні роботи, з експериментальних методів дослідження деяких фізичних явищ ядерної фізики і елементарних частинок. Рекомендується студентам фізичних та технічних спеціальностей в програму яких включено вивчення курсу (спецкурсу) ядерної фізики та елементарних частинок.

УДК 539.2

© Мирончук Г. Л., Кевшин А.Г., 2022

© Луцьк, 2022

ЗМІСТ

ВСТУП	4
Загальні відомості щодо виконання лабораторних робіт та техніка безпеки	5
Лабораторна робота №1 Закономірності флуктуацій при реєстрації ядерного випромінювання	7
Лабораторна робота №2 Визначення енергії альфа-частинок по величині їх вільного пробігу в повітрі	13
Лабораторна робота №3 Визначення максимальної енергії β -спектру за товщиною шару половинного поглинання	17
Лабораторна робота №4 Вивчення поглинання γ -променів радіоактивного препарату в металах	23
Лабораторна робота №5 Сцинтиляційний гамма-спектрометр	30
Лабораторна робота №6 Визначення часу життя мюона	36
ЛІТЕРАТУРА	42

ВСТУП

За останнє століття високі темпи розвитку науково-технічного прогресу зв'язані з досягненням ядерної фізики і наук споріднених з нею. Завдяки ядерній фізиці промисловість озброїлася потужними джерелами енергії, установками для опріснення великих об'ємів води, методами ізотопного аналізу складу і якості різних матеріалів, медичною діагностикою і терапією при лікуванні злоякісних пухлин і інше. Разом з тим прикладні галузі науки і техніки, зв'язані з ядерною фізикою несуть загрозу благополуччю і здоров'ю людей. Це зв'язано з високою здатністю ядерних частинок, які завжди супроводжують різноманітні ядерні цикли, викликати руйнування об'єктів неживої і живої природи. Руйнівна здатність ядерного випромінювання пов'язана з іонізацією атомів речовини (мішені) в яку проникають ядерні частинки, а також, кінетичними ефектами, які супроводжують взаємодію ядерних частинок з атомами мішені.

Однією з областей в якій людина стикається з джерелами іонізуючого випромінювання є атомна енергетика. Однак чорнобильська катастрофа поставила під сумнів ідею широкого використання ядерної енергії як оптимальної альтернативи природним джерелам енергії. Крім того, з кожним роком чимраз гострішою стає проблема поховання ядерних відходів, а ядерна зброя дотепер залишається одним із найнебезпечніших видів озброєння. Техногенні катастрофи, які останнім часом почастишали, висунули нове завдання – навчитися використовувати ядерну фізику максимально убезпечивши навколишнє середовище й людину від можливих негативних наслідків.

Методичні рекомендації до лабораторних робіт з курсу «Фізика ядра і елементарних частинок» містять теоретичні відомості, хід роботи, контрольні запитання та список рекомендованої літератури. Тематика лабораторних робіт відповідає університетському навчальному плану з курсу „Загальної фізики”

Дані методичні рекомендації призначені в основному для студентів спеціальності «Фізика та астрономія», «Прикладна фізика та наноматеріали» та інших спеціальностей, які вивчають курс „Загальної фізики”.

ЗАГАЛЬНІ ВІДОМОСТІ ЩОДО ВИКОНАННЯ ЛАБОРАТОРНИХ РОБІТ ТА ТЕХНІКА БЕЗПЕКИ

Виконання лабораторних робіт

1. Виконання лабораторної роботи складається з роботи студента у лабораторії, а також самостійної роботи.

2. Самостійно робота студента передбачає:

- а) теоретичну підготовку до роботи;
- б) підготовку відповідей на контрольні запитання, що наведені у роботі;
- в) аналіз результатів дослідів, що виконувались у лабораторії;
- г) проведення математичних розрахунків та побудова графіків згідно отриманих експериментальних результатів.

3. Теоретична підготовка до наступної лабораторної роботи передбачає:

- а) вивчення розділів теорії, що визначають зміст та методику досліджень;
- б) вивчення методичних вказівок до лабораторної роботи з використанням рекомендованих підручників та посібників.

4. Робота студента у лабораторії передбачає наступні етапи:

- а) отримання допуску до лабораторної роботи;
- б) отримання дозволу на ввімкнення лабораторної установки;
- в) проведення дослідів та запис результатів вимірів;
- г) захист лабораторних робіт.

Правила техніки безпеки при роботі з радіоактивними препаратами

1. Всі радіоактивні джерела, які використовуються в лабораторному практикуму повинні носити характер закритих твердо тільних джерел. З малою, або середньою питомою активністю не більшою ~ 700 Бк/кг.

2. Лабораторні радіоактивні джерела (препарати) повинні бути паспортизовані з зазначенням терміну експлуатації, типу радіоактивного розпаду і активності на час використання.

3. Всі радіоактивні препарати повинні юти на строгому обліку і при відсутності лабораторних занять зберігатись в сейфі, при необхідності в спеціальних контейнерах.

4. При проведенні лабораторних робіт радіоактивні препарати повинні видаватися студентам лаборантом лабораторії, який за них несе відповідальність.

5. Після проведення лабораторних робіт радіоактивні препарати повинні бути здані лаборанту і після детального огляду на предмет пошкоджень покладені в сейф для зберігання.

6. При виконанні лабораторних робіт необхідно дотримуватись бережного ставлення до радіоактивних джерел на предмет ударів,

спрямування випромінювання радіоактивного джерела в очі виконавцем лабораторної роботи, тощо.

7. Після виконання лабораторної роботи з залученням радіоактивних джерел необхідно старанно вимити руки.

8. Лабораторія з ядерної фізики повинна бути обладнана надійними дверима з використанням залізної арматури.

9. В лабораторії в доступному місці повинні бути в наявності справний вогнегасник, вивішені на стенді правила безпеки при виконанні лабораторних робіт.

10. Лаборант лабораторії періодично, декілька раз в семестр повинен перевіряти приміщення і робочі місця лабораторії на наявність радіоактивного забруднення, беручи мазки з різних, особливо непровітрювальних і погано доступних місць.

11. Перед виконанням лабораторного практикуму всі студенти групи повинні пройти колективний інструктаж з правил техніки безпеки з відповідними відмітками в журналі. При необхідності повинен проводитись індивідуальний інструктаж зі студентами при виконанні лабораторних робіт.

Лабораторна робота №1

ЗАКОНОМІРНОСТІ ФЛУКТУАЦІЙ ПРИ РЕЄСТРАЦІЇ ЯДЕРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ

Мета: ознайомитися з основними особливостями вимірів при реєстрації ядерних частинок, засвоїти основні методи обчислення похибок вимірів.

Теоретичні відомості

Особливостями результатів вимірювань фізичних величин в ядерній фізиці, дозиметрії є їх статистичний характер. Ознайомлення з методами таких вимірювань присвячена дана робота.

Результат виміру фізичної величини відрізняється від дійсної величини, що обумовлено наявністю похибок вимірів. В експериментальній фізиці похибки звичайно поділяють на систематичні та випадкові. Систематичні похибки завжди контролюються, вони мають один знак відхилення в більшу або меншу сторону від дійсного значення, і їх можна легко врахувати у вигляді поправок в кінцевому результаті виміру. Випадкові похибки результату виміру спричинені різноманітними впливами, які не піддаються контролю, і тому носять статистичний характер. В макрофізиці сама по собі вимірювана величина (маса, довжина, швидкість і т.д.), має деяке цілком певне значення, в той же час результати вимірів зазнають флуктуацій внаслідок недосконалості вимірювальних приладів, неконтрольованих зовнішніх умов. Похибки результатів вимірів звичайно розподіляються за неперервним законом ймовірності Гауса. Теорія ймовірності математично обґрунтовує постулат середнього арифметичного, показуючи, що ця величина є найбільш ймовірним значенням точної величини.

Показниками точності вимірів служать дисперсія, абсолютна, відносна, середньоквадратична та ймовірна похибки.

На відміну від макросвіту в мікросвіті флуктуації вимірюваної величини пов'язані не тільки з зовнішніми впливами на результат виміру, а і з самою суттю явища, і їх не можна зробити як завгодно малими (сама вимірювана величина зазнає флуктуацій).

Явища мікросвіту по своїй суті статистичні. Тому роль статистичного підходу тут значно глибша, ніж в макрофізиці. Статистика потрібна не тільки для обробки результатів, але і для вивчення самого процесу та природи досліджуваних явищ.

Статистичні методи аналізу вимірюваної величини дозволяють вказати найбільш правдоподібні її значення, а також інтервал, в якому з визначеною ймовірністю знаходиться істинне значення вимірюваної величини.

В області ядерної фізики експериментатори найчастіше зустрічаються зі статистичним розподілом Пуассона (при описі дискретного розподілу величин) і розподілом Гауса (неперервний розподіл).

Розподіл Пуассона описується формулою

$$P_k = \frac{(\bar{k})^k}{k!} e^{-\bar{k}}, \quad (1)$$

де $\bar{k} = nt$ – середнє число імпульсів, нарахованих за час проведення деякого одного виміру, n – інтенсивність або число імпульсів за одиницю часу, t – час одного виміру, k – число імпульсів, нарахованих за час одного виміру (воно може бути різним в різних вимірах), P_k – ймовірність появи k імпульсів за час одного виміру.

Таким чином, за формулою можна обчислити (передбачити) ймовірність появи величини k в даному вимірі, якщо нам відомо \bar{k} . Очевидно, що розподіл Пуассона характеризується лише одним параметром \bar{k} , який може приймати різні позитивні значення, тоді як k – тільки цілочисельні (дискретні) позитивні значення.

Адже, якщо ми проведемо N вимірів величини k , то одержимо ряд значень: k_1, k_2, \dots, k_N . При цьому ймовірність появи того чи іншого значення буде визначатися формулою (1), в якій \bar{k} можна приблизно розрахувати за формулою $\bar{k} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N k_i$. Знайдене значення \bar{k} і є найбільш ймовірним значенням вимірюваної величини.

Для розподілу Пуассона дисперсія дорівнює середньому числу нарахованих частинок $D = \bar{k}$, а середньоквадратична похибка одного виміру дорівнює $\sqrt{\bar{k}}$ (точніше – $\sqrt{\bar{k}}$).

При малих значеннях $\bar{k} \leq 1$ ймовірність P_k монотонно спадає зі збільшенням k (рис.1). Якщо $\bar{k} > 1$, P_k спочатку зростає до P_{\max} при $k \approx \bar{k}$, після чого монотонно спадає. По мірі збільшення k максимум стає відносно все більш гострим, а графік – все більш симетричним відносно $k = \bar{k}$. При великих \bar{k} настає практично повна симетрія (і навпаки – при малих \bar{k} спостерігається різка асиметрія).

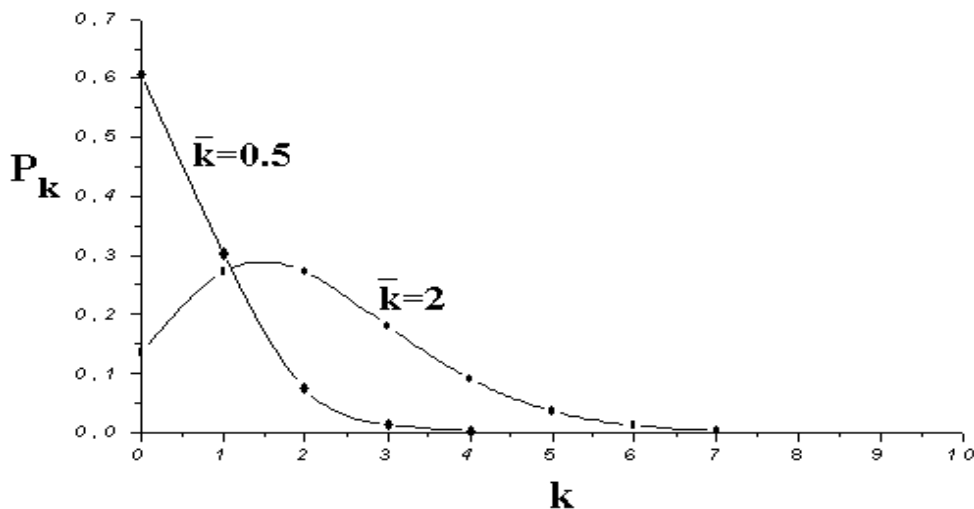


Рис.1. Розподіл Пуассона для випадків $\bar{k} = 0.5$ та $\bar{k} = 2$.

Розподіл Гауса (нормальний) отримується як граничний перехід від розподілу Пуассона (розподіл дискретної величини при $\bar{k} \gg 1$) до неперервного розподілу вимірюваної величини. Замінюючи $k!$ в формулі (1) його наближеним виразом, справедливим при великих k , отримуємо неперервну функцію розподілу Гауса:

$$\varphi(k) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\bar{k}}} e^{-\frac{(k-\bar{k})^2}{2\bar{k}}} \quad (2)$$

В цій формулі k – неперервна випадкова величина, $\varphi(k)$ – густина ймовірності. При цьому, замість ймовірності P_k існування того чи іншого числа відліків (розподіл Пуассона) користуються іншою величиною – ймовірністю $\varphi(k)dk$ того, що число відліків лежить в «нескінченно малому» проміжку від k до $k+dk$. Розподіл нормовано, тобто $\int_{-\infty}^{+\infty} \varphi(k)dk = 1$. Як і для розподілу Пуассона, так і для розподілу Гауса дисперсія $D = \bar{k}$. Оскільки функція симетрична, то відхилення від середнього $y = \Delta k = k - \bar{k}$ однакове вліво і вправо (по осі значень k). Ймовірність попадання до будь-якого інтервалу від y_1 до y_2 визначається інтегруванням функції розподілу в цьому інтервалі (інтеграл похибок).

Значення інтегралу для різних значень y табульовані.

Загально прийнято, що за найбільш ймовірне значення вимірюваної величини потрібно приймати значення \bar{k} . Надійність отриманого результату визначається довірчим інтервалом Δk і величиною довірчої ймовірності, тобто ймовірності попадання до вибраного довірчого інтервалу. Отже результат вимірів подається у вигляді: $\bar{k} \pm \Delta k$.

Як вибрати довірчий інтервал Δk ? Виходять з того, що мірою флуктуацій вимірюваної випадкової величини служить дисперсія, яка вказує, наскільки широко розкидані значення випадкової величини відносно середнього значення \bar{k} $(k - \bar{k})^2$.

Найчастіше величину Δk пов'язують з дисперсією наступним чином $\Delta k = \sigma = \sqrt{D} = \sqrt{\bar{k}}$.

Квадратний корінь з дисперсії, тобто величина σ , називається середньоквадратичним чи стандартним відхиленням (іноді – стандартна похибка). Інтегрування функції Гаусса (2) в границях однієї σ , дає $\int_{-\sigma}^{+\sigma} \varphi(k)dk = 0.682$, а в границях 2σ дає $\int_{-2\sigma}^{+2\sigma} \varphi(k)dk = 0.954$.

Це значить, якщо ми проведемо досить велике число вимірів величини k , то 68.2% результатів будуть знаходитися в границях $\bar{k} \pm \sqrt{\bar{k}}$ (чи $\bar{k} \pm \sigma$), і 95.4% – в границях $\bar{k} \pm 2\sqrt{\bar{k}}$.

Якщо вибрати довірчий інтервал так, щоб було рівноймовірно попасти чи не попасти в нього, тобто $\int_{k_1}^{k_2} \varphi(k) dk = 0.5$ (50) то похибка називається ймовірнісною.

Легко знайти зв'язок останньої зі стандартною похибкою:

$$\Delta k_{\bar{k}} = 0.6745 \cdot \sigma.$$

Якщо відомо, що випадкова величина підлягає закону Пуассона (чи Гауса) можна оцінити середньоквадратичну похибку результату одиничного виміру. При цьому вважають, що $k \approx \bar{k}$ і $\Delta k \approx \sqrt{\bar{k}}$. Якщо величина k вимірювалася N разів з однаковою точністю, то значення \bar{k} одержують з точністю до $1/\sqrt{N}$, тобто: $\bar{k} \pm \frac{\sqrt{\bar{k}}}{\sqrt{N}}$

Аналогічно, якщо результат записується у вигляді інтенсивності $n = k/t$ (де t – час одного виміру) отримуємо: $n \pm \sqrt{\frac{\bar{k}}{Nt}}$.

Відносна похибка вимірів записується як $\frac{\Delta k}{\bar{k}} = \frac{\sqrt{\bar{k}}}{\bar{k}} = \frac{1}{\sqrt{\bar{k}}}$.

Наприклад, якщо задається точність до 5%, то $1/\sqrt{\bar{k}} = 0.05$, звідки знаходимо, що повинно бути не менше 400 вимірювань величини k (N).

Зауважимо, що якщо маємо дві незалежні випадкові величини x і y за гаусовськими законами розподілу, то їх сума $z = x + y$ також розподілена за законом Гауса, причому

$$\bar{z} = \bar{x} + \bar{y} \text{ і } D_z = D_x + D_y.$$

У загальному випадку, якщо $z = \sum c_i x_i$, $c_i = const$, маємо:

$$\bar{z} = \sum c_i \bar{x}_i, D_z = \sum c_i^2 D_{x_i}.$$

Вказані співвідношення корисні, наприклад, при визначенні вимірюваної величини і їх похибок при наявності фону.

При визначенні співвідношення двох інтенсивностей похибка мінімальна при умові $\frac{t_1}{t_2} = \sqrt{\frac{n_2}{n_1}}$, якщо $t_1 + t_2 = const$.

Таким чином, мала інтенсивність повинна вимірюватися на протязі більшого часу.

Загальні умови справедливості розподілу Пуассона:

1. Випадкова величина може приймати лише цілі додатні значення.
2. Якщо довжина інтервалу $t \rightarrow 0$, то ймовірність P_1 також наближається до нуля, як нескінченно мала першого порядку, а ймовірності

P_2, P_3 і т.д. наближаються до нуля, як нескінченно малі більш високого порядку.

3. Події, які відносяться до інтервалів, що не перекриваються є статистично незалежні.

Зауважимо, що не завжди застосовують закон Пуассона при вивченні радіоактивних розпадів. Дійсно, розіб'ємо t на два послідовних t_1 і t_2 . Якщо на протязі t відбудеться багато розпадів, то до початку t_2 залишиться менше ядер, які не розпалися, а це приводить до зменшення числа розпадів на протязі t_2 (тут не виконується умова 3). В цьому випадку розподіл описується так званим біноміальним законом, який переходить у пуассонівський при $\frac{t}{\tau} = \lambda t \ll 1$.

Хід роботи

Підготувати до роботи установку (вивчити інструкцію до приладу)

2. Зробити перевірку закону Пуассона. Для цього обрати час одного виміру так, щоб $nt = k = 4 \div 8$, і зробити 100 вимірів. Побудувати, використовуючи ці виміри, функцію розподілу $P_k = f(k)$, де k – число імпульсів в одному окремому вимірі, P_k — число вимірів, в яких було одержано k імпульсів, нормоване на повне число всіх вимірів. Порівняти цю криву з теоретичною кривою для даного $nt = \bar{k}$. Для цього теоретичну криву розрахувати по формулі (1) та побудувати на тому ж графіку.

3. Зробити перевірку закону Гауса. Для цього обрати час одного виміру так, щоб $k = 40 \div 50$, і зробити 50 вимірів. Оскільки кількість вимірів недостатня для побудови графіка розподілу Гауса, результати вимірів занести в другий стовпчик таблиці та обробити їх, як це вказано в таблиці та в наступних пунктах.

Результати вимірів

Таблиця 1

N	k	$y = k - \bar{k}$	$(k - \bar{k})^2$
	\bar{k}	$ y $	$\overline{(k - \bar{k})^2}$

4. З результатів останніх вимірів визначити величину \bar{k} та її середньоквадратичну похибку $\sigma_{теор.} = \sqrt{\frac{\bar{k}}{N}}$. Порівняти останню з

$$\sigma_{експ.} = \sqrt{\frac{\sum (k_i - \bar{k})^2}{N(N-1)}}.$$

5. Знайти процент випадків, коли відхилення від середнього значення $|y| = |k - \bar{k}|$ не перебільшує:

а) стандартної похибки окремого виміру $\sigma = \sqrt{\bar{k}}$;

б) ймовірнісної похибки $0.67456 \cdot \sigma$. Порівняти з теорією. Пояснити причини розбіжностей.

6. Перевірити співвідношення між $|\bar{y}|$ і величиною

$$\sqrt{\frac{2}{\pi}} \cdot \sigma = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \sqrt{k}.$$

Часто п.4 використовують для перевірки апаратури. Якщо $\sigma_{\text{експ.}}^2 > \sigma_{\text{теор.}}^2$, то існують додаткові флуктуації внесені апаратурою (зміна лічби лічильника від зміни напруги в електросітці, витікання конденсатора при його несправності, замикання в електромережі в сусідній лабораторії, зміна фону та ін.). Добре співпадання вказаних величин свідчить про правильне проведення роботи.

7. Детектором ядерного випромінювання зареєструвати кількість імпульсів від радіоактивного препарату. Зробити 5 вимірів по 3 хвилини кожний.

а) визначити абсолютну та відносну статистичні похибки отриманого результату;

б) підрахувати інтенсивність випромінювання та її похибку;

в) записати остаточні результати вимірювання з зазначенням їх статистичних похибок.

8. На спектрометрі γ -квантів зареєструвати амплітудний розподіл імпульсів від γ -квантів радіоактивного препарату ^{137}Cs . Отриманий пік добре описується розподілом Гауса. Знайти параметри цього розподілу, та порівняти теоретичні розрахунки з експериментальною кривою.

Контрольні запитання

1. Загальні умови застосування закону Пуассона.
2. Зв'язок закону Пуассона з законом Гауса.
3. Що називають дисперсією, як вона визначається?
4. Що називають абсолютною похибкою, як вона визначається?
5. Що називають відносною похибкою, як вона визначається?
6. Що називають середньоквадратичною похибкою, як вона визначається?
7. Що називають ймовірнісною похибкою, як вона визначається?

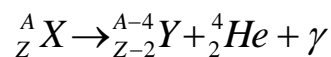
Лабораторна робота №2 ВИЗНАЧЕННЯ ЕНЕРГІЇ АЛЬФА-ЧАСТИНОК ЗА ВЕЛИЧИНОЮ ЇХ ВІЛЬНОГО ПРОБІГУ В ПОВІТРІ

Мета: ознайомитись з установкою для вимірювання пробігу α -частинок в повітрі, побудувати криву поглинання α -частинок та визначити їх енергію. Встановити закономірності зв'язку величини пробігу α -частинок в речовині з її енергією.

Теоретичні відомості

Альфа-випромінювання – це потік ядер гелію, що випромінюється речовиною при радіоактивному розпаді ядер. Енергія альфа-часток знаходиться в межах 4-10 МеВ, швидкість наближається до 20000 км / с. Маючи велику масу і значну енергію, вони її витрачають в основному на непружне розсіювання на атомних речовин. Таким чином, альфа-частинки мають велику іонізуючу здатність. Повна іонізація, створювана альфа-частинками на всьому шляху пробігу в середовищі, становить приблизно 120-150 тисяч пар іонів.

При альфа розпаді материнське ядро перетворюється в дочірнє. Виникає новий ізотоп, що розташований на дві клітини ближче до початку періодичної таблиці Д.І. Менделєєва і має масове число на 4 одиниці менше материнського. При цьому закон радіоактивного перетворення (закон збереження заряду і масового числа), який дістав назву правила зміщення для α -розпаду має вигляд:



де ${}^A_Z X$ – материнське ядро; ${}^{A-4}_{Z-2} Y$ – дочірнє ядро; ${}^4_2 He$ – α -частинка, γ – гамма квант. Закон радіоактивного розпаду виражається формулою: $N=N_0 e^{-\lambda t}$, де λ – стала розпаду.

Процес α -розпаду має дві особливості, які були відкриті експериментально. Перша полягає в тому, що між пробігом α -частинки в повітрі (R) і сталою радіоактивного розпаду λ є проста залежність, емпірично встановлена Гейгером і Неттолом ще у 1911 році і відома під назвою закону Гейгера-Неттола:

$$\ln \lambda = A + B \ln R, \quad (1)$$

де A і B – сталі величини, причому стала B є однаковою для всіх радіоактивних елементів; A – є сталою лише в межах певного радіоактивного ряду. При нормальних умовах пробіг α -частинки в повітрі становить кілька сантиметрів. В речовині він значно менший.

Із закону Гейгера-Неттола випливає, що чим менш стабільні ядра (більше λ), тим більша енергія α -частинок (більший пробіг R). Тому, найбільш небезпечними є радіоактивні ізотопи, які швидко розпадаються.

Наступною особливістю α -розпаду є те, що енергія α -частинок у момент вилітання із ядра менша висоти кулонівського потенціального бар'єру, що створюється навколо ядра, і змінюється в межах 4–9 МеВ.

Проникнення α -частинок (при виході із ядра) крізь потенціальний бар'єр при енергіях значно нижчих його висоти відбувається за рахунок *тунельного ефекту*. Імовірність такого проникнення визначається прозорістю D потенціального бар'єру. При цьому стала радіоактивного розпаду λ , визначає імовірність розпаду і дорівнює добутку “прозорості” бар'єра на число зіткнень n α -частинки з внутрішніми стінками бар'єра в ядрі, тобто

$$\lambda = D n,$$

$$D \sim \exp\left[-\frac{2}{\hbar}\sqrt{2m_\alpha(V-E_\alpha)}\cdot r\right],$$

де m_α – маса α -частинки, E_α – енергія α -частинки, r – ширина потенціального бар'єру для даного значення енергії E_α α -частинки, V – висота потенціального бар'єра.

Енергію α -частинок зручно визначати по їх пробігу в речовині. Проходячи через речовину, α -частинки втрачають енергію, іонізуючи і збуджуючи зустрічні атоми. Для розрахунку питомих іонізаційних втрат важких заряджених частинок при енергіях $E \ll (Mc)^2/m_e$ де c – швидкість світла у вакуумі, m_e – маса спокою електрона, E – кінетична енергія частинки використовують формулу Бетте:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion} = -\frac{4\pi z^2}{\beta^2} n_e Z r_0^2 m_e c^2 \left[\ln\left(\frac{2m_e c^2 \beta^2}{\bar{I}}\right) - \ln(1-\beta^2) - \beta^2 \right], \quad (2)$$

де $m_e c^2 = 511 \text{ кеВ}$ – енергія спокою електрона; $\beta = \frac{v}{c}$; v – швидкість частинки;

Z – заряд налітаючої частинки в цілих одиницях елементарних зарядів (порядковий номер хімічного елемента частинки); \bar{I} – середній іонізаційний потенціал атомів речовини, через яку проходить частинка: $\bar{I} = 13,5 \cdot Z \text{ еВ}$;

$r_0 = \frac{e^2}{m_e c^2} = 2,818 \cdot 10^{-13} \text{ см}$ – класичний радіус електрона. Величину $\frac{dE}{dx}$

називають гальмівною здатністю речовини.

Розрахунок питомих іонізаційних втрат за формулою (2) можливий, якщо швидкості частинок не дуже малі. Це пов'язано з тим, що при малих швидкостях може мати місце захоплення електронів зарядженими частинками.

Залежність dE/dx від шляху, пройденого частинкою в речовині, називається кривою Брегга. Дві такі криві для руху α -часток ^{210}Po ($E_\alpha = 5,3 \text{ МеВ}$) і ^{214}Po ($E_\alpha = 7,7 \text{ МеВ}$) в повітрі показані на рис. 1. Як видно з рисунка, криві Брегга мають наприкінці пробігу характерний підйом, названий піком Брегга.

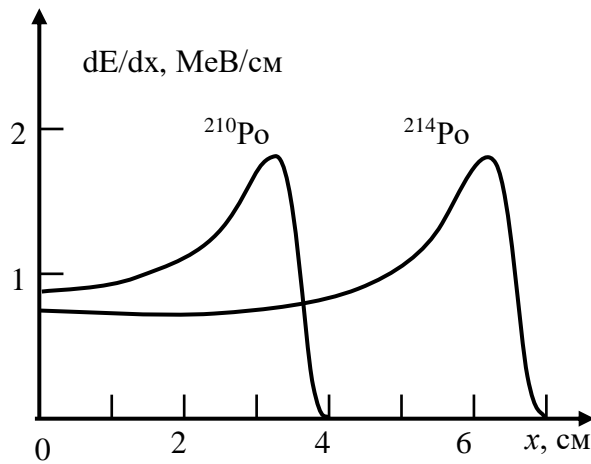


Рис. 1. Криві Брегга для α -частинок, які випромінюються ^{210}Po і ^{214}Po

Втрати енергії dE/dx залежать від шляху пройденого частинкою в речовині. Чим більший шлях пройшла частинка, тим меншою стає її швидкість і, відповідно тим більші питомі втрати енергії.

Залежність густини потоку частинок (інтенсивність потоку I), тобто частинок, які проходять через одиницю площі за одиницю часу, від пройденної відстані x від поверхні речовини для початкового моноенергетичного (з однаковою енергією) паралельного пучка α -частинок показано на рис.(2)

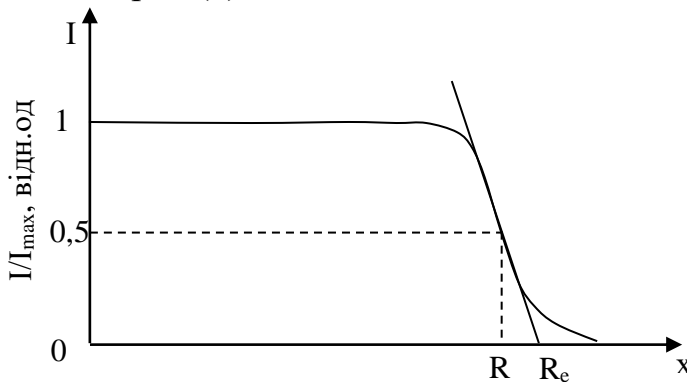


Рис.2. Залежність інтенсивності потоку моноенергетичного пучка α -частинок від шляху пройденого ним в речовині.

R – пробіг частинок, який визначається відстанню на якій інтенсивність пучка частинок спадає до половини початкової інтенсивності; R_e – екстрапольований пробіг, який визначається як відстань, на якій пряма яка апроксимує середню ділянку спаду кривої інтенсивності перетинає вісь x . I_{\max} – інтенсивність на вході в речовину ($x=0$); I – інтенсивність на глибині x від поверхні речовини.

Встановлено ряд емпіричних співвідношень між пробігом α -частинок (см) в повітрі і їх енергією E_α (MeV). Так для розрахунку E_α по пробігу в повітрі застосовують формулу Гейгера (при $t=15^\circ\text{C}$ і тиску 760 мм.рт.ст. – нормальні умови):

$$R_e \approx 0,31E_\alpha^{3/2} \quad (3)$$

а для будь-якої речовини з атомною масою A формулу Брега:

$$R_e = 10^4 \sqrt{AE_\alpha^3} / \rho,$$

де R_e – екстрапольований пробіг, см; ρ - густина речовини, г/см³; E_α – енергія альфа-частинки, МеВ.

Хід роботи

1. Включити установку ФПК-03, дати прогрітись 5 хв.
2. Встановити час вимірювання, вказаний викладачем.
3. Виміряти фон.
4. Встановити джерело α -випромінювання.
5. Зняти показники залежності інтенсивності потоку α -частинок від відстані до джерела випромінювання.
6. Завершити вимірювання при досягненні значень фону.
7. Побудувати графік залежності інтенсивності потоку α -частинок від відстані до джерела випромінювання.
8. Визначити енергію α -частинок, за формулою (3) які утворюються при розпаді ядер препарату.
9. Дати відповіді на контрольні запитання.

Контрольні запитання

1. Сформулюйте основні закономірності α -розпаду.
2. Що називають питомими іонізаційними втратами?
3. Як визначається екстрапольований пробіг важких заряджених частинок?
4. Сформулюйте закон Гейгера-Неттола.
5. Що називають α -випромінюванням?
6. Яка залежність між пробігом α -частинок та їх енергією.
7. Енергія якої частинки на рис.1. є більшою? Чому?
8. Запишіть правило зміщення для α -розпаду.
9. Що називають прозорістю потенціального бар'єру?
10. Як визначається прозорість потенціального бар'єру?

Лабораторна робота №3

Визначення максимальної енергії β -спектру за товщиною шару половинного поглинання

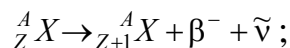
Мета: Встановлення закону поглинання β -променів в речовині і визначення максимальної енергії β -спектра ізотопу ^{60}Co

Теоретичні відомості

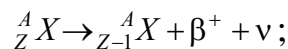
Бета-розпад – це самовільний процес, в якому нестабільне ядро $^A_Z X$ перетворюється на ядро-ізобар (з однаковою кількістю нуклонів – масовим числом і різним порядковим номером в таблиці Менделєєва) $^A_{Z+1} X$ або $^A_{Z-1} X$. Кінцевим результатом цього процесу є перетворення в ядрі нейтрона в протон або протона в нейтрон. Можна сказати, що β -розпад є не внутрішньоядерним, а внутрішньонуклонним процесом. При ньому відбуваються більш глибокі зміни речовини, ніж при α -розпаді.

Розрізняють три види β -розпаду, яким відповідають правила зміщення:

а) електронний β^- -розпад, в якому ядро випускає електрон, а тому зарядове число Z збільшується на одиницю:

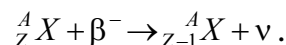


б) позитронний β^+ -розпад, в якому ядро випускає позитрон і його зарядове число Z зменшується на одиницю:



де ν і $\tilde{\nu}$ – нейтрино і антинейтрино.

в) електронне захоплення (e -захоплення), в якому ядро поглинає один з електронів електронної оболонки атома, а тому зарядове число зменшується на одиницю:



Зазвичай найчастіше електрон поглинається з K -електронної оболонки атома, оскільки ця оболонка знаходиться найближче до ядра. В цьому випадку e -захоплення називають K -захопленням. Електрони можуть поглинатися також з L - або M -оболонок і т.д., але ці процеси значно менш ймовірні.

Радіоактивні атоми одного і того ж сорту випромінюють електрони різних енергій, починаючи від нуля до деякого граничного значення, яке називається верхньою границею β -спектру. Для великої кількості однакових ядер в результаті статистичного усереднення виникає певний розподіл електронів (позитронів) по енергіях. В кожному конкретному випадку енергія, яка виділяється при β розпаді розподіляється між електроном та нейтрино. В тому випадку, коли електрон випускається з енергією E_{max} , яка відповідає верхній границі β -спектру ($E_{\Gamma\beta}$), на долю нейтрино припадає нульова кінетична енергія. Чим менша енергія випущеного електрона, тим більша кінетична енергія народженого нейтрино. Сума цих енергій при

кожному індивідуальному акті β -розпаду дорівнює E_{max} (згідно закону збереження енергії).

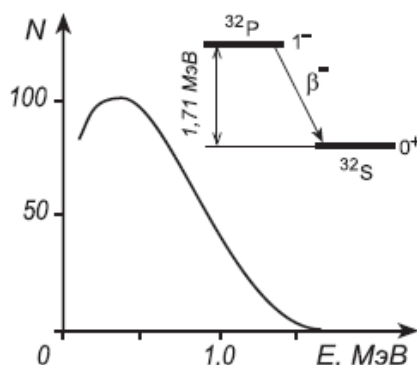


Рис. 1. Бета-спектр і схема розпаду ^{32}P .

Типовий бета-спектр показаний на рис. 1. Бета-розпад ^{32}P відбувається на основний стан дочірнього ядра ^{32}S і не супроводжується випромінюванням γ -квантів. У багатьох випадках бета-розпад відбувається на збуджені стани дочірнього ядра-продукту. У цих випадках бета-випромінювання супроводжується випромінюванням γ -квантів. При цьому збуджене ядро може також передавати енергію електронам атомних оболонок, збуджуючи їх. Це явище називається ефектом внутрішньої конверсії і супроводжується випромінюванням атомних електронів.

Розрізняють три типи взаємодії електронів із атомами речовини: пружне розсіювання, непружне розсіювання, радіаційне гальмування. При пружному розсіюванні електрон після зіткнення з атомом змінює напрям руху, але сумарна кінетична енергія електрона і атома не змінюється відбувається лише деякий її перерозподіл. В результаті непружної взаємодії, за рахунок кінетичної енергії електрона, відбувається збудження, або іонізація атома.

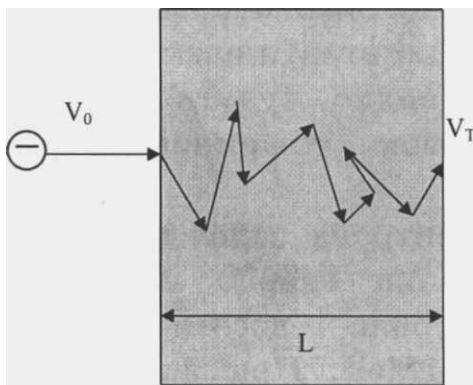
Втрати енергії електрона на іонізацію і збудження атомів речовини, в якій електрон рухається, називається іонізаційними втратами. Іонізаційні втрати, які зазнає бомбардуючий електрон на одиницю довжини своєї траєкторії пропорційні числу електронів n в одиниці об'єму речовини. Чим більше n , тим з більшою кількістю електронів на своєму шляху буде взаємодіяти швидкий електрон. Тому можна вважати, що траєкторія руху електрона в речовині залежить від густини речовини. Іонізаційні втрати електрона на шляху d , який він проходить в речовині, очевидно, будуть пропорційні ρd - часто цей добуток називають масовою товщиною шару речовини, який проходить електрон (ρ -густина речовини).

Під радіаційним гальмуванням розуміють взаємодію швидких електронів з кулонівським полем атомних ядер, внаслідок якої відбувається гальмування руху електронів (сповільнення їх швидкості) і випромінювання електромагнітних хвиль (згідно електродинаміки, всякий прискорений рух заряджених частинок з додатнім або від'ємним прискоренням завжди

супроводжується електромагнітним випромінюванням). Втрати енергії електрона на випромінювання (як правило, в рентгенівській області) дістали назву радіаційних втрат. Радіаційні втрати ростуть пропорційно енергії електрона і квадрату порядкового номера атома середовища, в якому рухається електрон. Енергія електрона, при якій іонізаційні втрати стають рівними радіаційним втратам, дістала назву критичної енергії.

Якщо енергія електрона нижче критичної, то втрати енергії, в основному, носять іонізаційний характер. При енергіях вище критичної на перше місце виходять радіаційні втрати енергії електрона.

Іонізаційні і радіаційні втрати енергії визначають пробіг електрона в речовині. Під довжиною пробігу (L) розуміють таку товщину шару речовини (по прямій, яка співпадає з початком входу електрона в речовину), проходячи через яку електрон зменшує свою швидкість до теплової швидкості. Довжина пробігу електрона суттєво відрізняється від дійсного шляху пройденого електроном, так як при кожному зіткненні електрон змінює напрям руху і рухається по ламаній лінії.



Коли швидкий електрон зменшить свою швидкість до теплової V_T , то він нічим не буде відрізнятися від електронів речовини і може бути захоплений одним із атомів речовини. В даному випадку говорять, що електрон поглинається речовиною. Поглинання швидких електронів речовиною досить точно описується експоненціальним законом:

експоненціальним законом:

$$N_d = N_0 e^{-kd} = N_0 e^{-(k/\rho)\rho d} \quad (1)$$

де N_0 – початкова інтенсивність пучка бета-частинок, N_d – інтенсивність пучка після проходження шару речовини товщиною d , k – лінійний коефіцієнт поглинання.

Параметр k/ρ називають масовим коефіцієнтом поглинання. Лінійний коефіцієнт k для різних речовин має своє значення, масовий коефіцієнт поглинання для одного і того самого бета-випромінювання приблизно має однакове значення в різних речовинах. Це пояснюється тим, що для однакової масової товщини ρd в різних речовинах іонізаційні втрати практично однакові. Дуже часто поглинання бета-променів характеризується не коефіцієнтом поглинання, а товщиною шару половинного поглинання d_0 , тобто такого шару, пройшовши який інтенсивність бета-частинок зменшується вдвоє. Прийнято шар половинного поглинання визначати в масовій товщині:

$$\Delta = \rho d_0, d_0 = \Delta/\rho \quad (2)$$

В більшості випадків Δ вимірюється в одиницях $\text{мг}/\text{см}^2$.

Зв'язок шару половинного поглинання з масовим коефіцієнтом k/ρ , як слідує з формул (1) і (2) виражається слідуючим рівнянням:

$$N_0/2 = N_0 e^{-k\Delta/\rho} \text{ або } 2 = e^{k\Delta/\rho} \quad (3)$$

Прологарифмувавши вираз (3) отримаємо: $\ln 2 = \frac{k}{\rho} \Delta$. Звідси

$$\frac{k}{\rho} = \frac{\ln 2}{\Delta} \quad (4)$$

Враховувавши формулу (4), рівняння (1) можна переписати у вигляді:

$$N_d = N_0 e^{\ln 2 \cdot (-\rho d / \Delta)} = N_0 \cdot 2^{-\rho d / \Delta} \quad (5)$$

Масова товщина речовини на шляху від препарату до робочого об'єму лічильника визначається формулою:

$$\rho d = (\rho d)_{нов} + (\rho d)_e + (\rho d)_{погл}, \quad (6)$$

де $(\rho d)_{нов}$ — масова товщина шару повітря між джерелом та лічильником; $(\rho d)_e$ — масова товщина вікна лічильника, $(\rho d)_{погл}$ — масова товщина поглиначу (в даній роботі поглиначем є алюміній). Сумування масових товщин за формулою (6) допустимо лише для легких та середніх елементів. У формулі (6) значення масових товщин на різних шляхах можна визначити з формули (5), знаючи Δ на цих шляхах.

Товщина шару половинного поглинання бета-випромінювання в речовині залежить від максимальної енергії бета-спектра. Зв'язок шару половинного поглинання Δ (мг/см²) з максимальною енергією бета-спектра E (МеВ) виражається наближеними емпіричними рівняннями:

$$\text{при } 0,15 \text{ MeV} < E_{max} < 0,7 \text{ MeV} \quad \Delta \text{ (мг/см}^2\text{)} = 55 \cdot (E_{max})^{1,66}, \quad (7a)$$

$$\text{при } 0,7 \text{ MeV} < E_{max} < 2,5 \text{ MeV} \quad \Delta \text{ (мг/см}^2\text{)} = 53 \cdot (E_{max})^{1,47}. \quad (7b)$$

Прологарифмувавши вираз (5), отримаємо: $\lg N_d = \lg N_0 - \rho d / \Delta \cdot \lg 2$ (8).

Використовуючи (8) товщину шару половинного поглинання можна визначити з рівняння:

$$\Delta = \frac{\rho d \cdot \lg 2}{(\lg N_0 - \lg N_d)}, \quad \Delta \approx \frac{0,3 \rho d}{\lg \frac{N_0}{N_d}}$$

Знаючи Δ , по формулах (7a) і (7b) можна визначити максимальну енергію бета-спектра.

В лабораторній роботі пропонується визначити максимальну енергію бета-спектра радіоактивного ізоотопу ⁶⁰Со методом вимірювання товщини шару половинного поглинання бета-променів.

Хід роботи

1. Ознайомитись з будовою і принципом роботи радіометра. Підготувати радіометр до вимірювання.
2. Візьміть у керівника занять радіоактивний препарат і помістіть його на відстані 3-5 см від лічильника радіометра.
3. В роботі використовується препарат ізоотопу ⁶⁰Со. Цей ізоотоп, крім бета-променів, випромінює гамма-промені. Для того, щоб можна було врахувати похибку, зв'язану з гамма-

променями і природним фоном, між препаратом і лічильником розмістіть фільтр, який повністю поглинає бета-випромінювання. Зніміть покази радіометра N_d (вони відповідають фону, обумовленого гамма-випромінюванням і природному фону).

4. Замість фільтра між препаратом і лічильником розміщайте послідовно пластини алюмінію, знімаючи покази радіометра. (Перший дослід відповідає випадку, коли між препаратом і лічильником відсутні алюмінієві листки). Для визначення інтенсивності бета-променів необхідно від показів радіометра відняти фон, зв'язаний з гамма-випромінюванням і природним фоном:
5. Результати записати у таблицю 1.

Таблиця 1

К-ть алюмінієвих листків	d_p мг/см ²	Покази радіометра від препарату з фоном	Покази радіометра від препарату без фону	N_d

6. Побудувати криву поглинання бета-променів в напівлогарифмічному масштабі. По осі абсцис в лінійному масштабі відкладають загальну товщину пластинок в одиницях масової товщини (мг/см²), по осі ординат – $\lg N_d$.

7. Визначити товщину шару половинного поглинання для декількох випадків, які відрізняються між собою кількістю листків.

$$\Delta = \lg 2 \frac{\rho d_2 - \rho d_1}{\lg N_{d1} - \lg N_{d2}} \approx 0,3 \frac{\rho d_2 - \rho d_1}{\lg N_{d1} - \lg N_{d2}}$$

8. Визначити середнє значення Δ .

9. По товщині шару половинного поглинання, користуючись формулами (7а) та (7б), визначити максимальну енергію бета-спектра. Перевірити отримані результати з даними таблиці 2.

Таблиця 2

Залежність шару половинного поглинання бета-частинок від максимальної енергії бета-спектру

Δ , мг/см ²	$E_{\beta\max}$, МеВ	Δ , мг/см ²	$E_{\beta\max}$, МеВ	Δ , мг/см ²	$E_{\beta\max}$, МеВ
0,1	0,01	6,3	0,28	159	2,3
0,3	0,02	7,0	0,30	168	2,4
0,5	0,03	9,0	0,35	173	2,5
0,7	0,04	11,7	0,40	180	2,6
0,8	0,05	14,6	0,45	190	2,7
1,0	0,06	17,5	0,50	195	2,8
1,3	0,07	24	0,6	200	2,9
1,5	0,08	30	0,7	210	3,0
1,6	0,09	37	0,8	218	3,1
1,8	0,10	45	0,9	223	3,2
2,0	0,11	53	1,0	230	3,3
2,2	0,12	62	1,1	238	3,4

2,3	0,13
2,5	0,14
2,6	0,15
2,8	0,16
3,0	0,17
3,3	0,18
3,6	0,19
3,9	0,20
4,5	0,22
5,0	0,24
5,6	0,26

70	1,2
78	1,3
87	1,4
97	1,5
107	1,6
117	1,7
121	1,8
130	1,9
140	2,0
147	2,1
150	2,2

244	3,5
250	3,6
260	3,7
265	3,8
270	3,9
280	4,0
290	4,2
305	4,4
320	4,6
335	4,8
350	5,0

Контрольні запитання

1. Які особливості спектра енергії бета-частинок? Як пояснити його походження?
2. Що називають максимальною енергією бета-спектра?
3. Запишіть правила зміщення для бета-випромінювання.
4. Які втрати називаються іонізаційними?
5. Які втрати називаються радіаційними?
6. Що називають електронами конверсії?
7. Що таке критична енергія електронів?
8. Виведіть формулу для обчислення товщини шару половинного поглинання.
9. Що називають довжиною пробігу електрона в речовині?
10. Де в науці, техніці, медицині використовується гамма- і бета-радіація?

Лабораторна робота №4

ВИВЧЕННЯ ПОГЛИНАННЯ γ -ПРОМЕНІВ РАДІОАКТИВНОГО ПРЕПАРАТУ В МЕТАЛАХ

Мета: Встановити закон послаблення інтенсивності γ -променів в металах і обчислити масові коефіцієнти поглинання

Теоретичні відомості

Гамма-випромінюванням називають електромагнітне випромінювання, яке виникає при переході атомних ядер із збуджених у більш низькі енергетичні стани. При випромінюванні γ -квантів числа протонів і нейтронів у ядрі не змінюються. Спектр γ -випромінювання завжди дискретний, тому що дискретними є енергетичні рівні самого ядра. Енергія γ -квантів, які випромінюються ядрами, лежить звичайно у межах $10 \text{ кеВ} \leq h \leq 5 \text{ МеВ}$ ($10^{-8} \text{ см} \leq \lambda \leq 2 \cdot 10^{-11} \text{ см}$).

Перехід ядра із збудженого стану у нормальний при γ -випромінюванні може бути однократним і каскадним. В останньому випадку ядро послідовно випромінює декілька γ -квантів різних енергій.

Ізольований вільний нуклон випромінювати γ -квант не може, бо інакше було б порушено одночасне виконання законів збереження енергії та імпульсу. Навпаки, у ядрі процес випромінювання відбуватися може, оскільки γ -квант має можливість обмінюватися імпульсом з іншими нуклонами ядра.

Збуджені ядра виникають при **β -розпаді** у тих випадках, коли розпад материнського ядра в основний стан дочірнього ядра заборонений. У цьому випадку дочірнє ядро може утворитися як у нижньому збудженому, так і у одному з верхніх збуджених станів. Далі відбувається каскадний процес переходів між збудженими станами дочірнього ядра (якщо такі переходи дозволені). При цих переходах і відбувається випромінювання γ -квантів.

Збуджені ядра, здатні випромінювати γ -кванти, можуть також виникати внаслідок **α -розпаду, захоплення нейтронів**, а також **кулонівського збудження ядер** при співударах з зарядженими частинками у різних ядерних реакціях.

Збуджене ядро може перейти у основний стан і шляхом безпосередньої передачі енергії одному з електронів атомних оболонок (*K*-, *L*-, *M*-електрону, тощо). Цей процес, який конкурує з випромінюванням γ -квантів, називається **внутрішньою конверсією**. Зрозуміло, що електрони внутрішньої конверсії моноенергетичні, бо $E_e = E - E_{зв}$, де E -енергія електрона конверсії., а $E_{зв}$ -енергія зв'язку цього електрона у атомі.

Внутрішня конверсія супроводжується рентгенівським випромінюванням, а також викидом Оже-електронів. Обидва ці процеси, як відомо, відбуваються при наявності вакансій у глибоких електронних оболонках.

Досліди показують, що при проходженні γ -квантів крізь неактивну речовину інтенсивність потоку зменшується. Для вузького моноенергетичного потоку γ -квантів можна вважати, що зменшення кількості γ -квантів ($-dN$) у потоці, який пройшов через шар речовини товщиною (dx), пропорційно кількості актів взаємодії γ -квантів з електронами та ядрами. У свою чергу, кількість актів взаємодії пропорційна кількості квантів у потоці (N) та товщині шару (dx): $-dN \sim Ndx$, або

$$dN = -\mu N dx \quad (1a)$$

Коефіцієнт пропорційності μ визначається властивостями речовини, в якій розповсюджується потік γ -квантів, і називається лінійним коефіцієнтом ослаблення γ -променів.

На відміну від заряджених частинок (електронів, іонів, тощо), γ -кванти при проходженні крізь речовину досить рідко співударяються з електронами та атомними ядрами, тому що взаємодія γ -квантів з ними обмежена відстанями, довжини яких мають порядок комптонівської довжини хвилі.

Наприклад, для електрона це $\lambda_c = 10^{-11}$ см. Проте, такі співударі, як правило, супроводжуються або різкою зміною напрямку руху γ -квантів, або взагалі їх зникненням. Таким чином, наведені вище міркування вірні у припущенні, що внаслідок одиничного акту взаємодії γ -кванту з електронами чи ядрами такий γ -квант вибуває з вузького паралельного потоку. Рівняння (1a) можна переписати у вигляді:

$$\mu = -\frac{(dN/N)}{dx} \quad (1)$$

Звідси стає зрозумілим фізичний зміст коефіцієнту ослаблення μ : коефіцієнт ослаблення μ визначає **відносну зміну кількості** γ -квантів при проходженні потоком у речовині **одиниці шляху**.

Розмірність $[\mu] = (\text{довжина})^{-1}$. У ядерній фізиці прийнято вимірювати μ у обернених сантиметрах: $[\mu] = (\text{см})^{-1}$.

Очевидно, потік γ -квантів можна характеризувати не тільки кількістю частинок (N), які за одиницю часу перетинають перпендикулярний переріз одиничної площі, а й енергією (I), яку γ -фотони при цьому переносять: $I = N h \nu$. Така величина (I) називається енергетичною інтенсивністю потоку.

Якщо потік γ -променів розповсюджується у плоскопаралельній пластині товщиною (d), яка розташована перпендикулярно до вузького моноенергетичного потоку, то інтегруванням рівняння (1a) маємо:

$$\begin{aligned} N &= N_0 \exp(-\mu d) \\ I &= I_0 \exp(-\mu d) \end{aligned} \quad (2)$$

де N_0 (або I_0) - інтенсивність неослабленого потоку γ -випромінювання; N (або I) - інтенсивність потоку γ -променів після проходження пластини товщиною (d).

З рівнянь (2) випливає, що лінійний коефіцієнт ослаблення μ можна обчислити, якщо безпосередньо виміряти N_0 (на шляху γ -променів від джерела до лічильника немає речовини) та N (на шляху розташована пластина товщиною d).

Крім лінійного коефіцієнта ослаблення μ користуються і **масовим коефіцієнтом ослаблення**

$$\mu_m = \frac{\mu}{\rho} \quad (3)$$

де ρ - густина речовини. Таким чином, μ_m визначає відносне ослаблення вузького моноенергетичного потоку γ -квантів **одницею маси**. Його розмірність, як випливає з (3), $[\mu_m] = \text{см}^2 \text{г}^{-1}$. На відміну від μ , величина μ_m від агрегатного стану не залежить.

Атомний коефіцієнт ослаблення μ_a характеризує відносне ослаблення моноенергетичного потоку γ -квантів (з перерізом 1 см), що припадає на **один атом**:

$$\mu_a = \frac{\mu A}{\rho N_A} \quad (4)$$

де N_A - число Авогадро, A - маса одного моля речовини. Як випливає з (4), розмірність $[\mu_a] = \text{см}^2$. За змістом μ_a збігається з **ефективним перерізом атома**. Його можна визначити так: нехай на 1 см перерізу потоку γ -квантів припадає один γ -квант за секунду, а на одиниці площі деякого шару речовини знаходиться лише один атом. Тоді ймовірність взаємодії γ -кванта з атомом у одиницю часу, яка веде до вибування γ -кванта з паралельного потоку, чисельно дорівнює μ_a .

Основними процесами, внаслідок яких γ -кванти вибувають з паралельного потоку при проходженні через речовину, є: **фотоефект, ефект Комптона і народження електрон-позитронних пар**.

Внутрішнім (або атомним) фотоефектом називається такий процес взаємодії атома з γ -квантом, в результаті якого фотон **повністю поглинається**, а атом **викидає електрон** з певною кінетичною енергією. Очевидно, кінетична енергія вилітаючого електрона (фотоелектрона), дорівнює

$$W_k = h\nu - E_i$$

де E_i - енергія іонізації тієї оболонки атома ($i = K, L_1, L_2, L_3, M_1, M_2, \dots$), з якої був вирваний електрон. Розрахунки показують, що залежність коефіцієнта ослаблення μ^Φ , зумовленого фотоефектом, від атомного номера речовини Z та енергії γ -кванту $h\nu$ має вигляд:

$$\mu^\Phi \sim \frac{\rho Z^5}{A(h\nu)^{7/2}} \quad (\text{нерелятивістська область } h\nu < m_0c^2) \quad (6a)$$

$$\mu^{\Phi} \sim \frac{Z^5}{h\nu} \cdot \frac{\rho}{A} \quad (\text{нерелятивістська область } h\nu > m_0c^2) \quad (6b)$$

Якісно з'ясуємо причини такої залежності. Очевидно, в акті взаємодії фотона з атомом повинні виконуватися закони збереження імпульсу та енергії. Одночасність їх виконання вимагає, щоб імпульс поглинутого γ -кванта обов'язково розподілявся між вилітаючим електроном та утвореним іоном. (Саме з цієї причини фотоефект на вільних електронах принципово неможливий). Чим сильніше електрон зв'язаний з атомом, тим більша імовірність передачі імпульсу утвореному іону, а значить, і більша імовірність самого фотоефекту. Тому μ зростає при збільшенні Z - бо зростає енергія зв'язку ($E_k, E_{L1}, E_{L2}, E_{L3}, E_{M1}, \dots$ тощо); μ^{Φ} зменшується при збільшенні $h\nu$ - при цьому електрони атома можуть розглядатись відносно більш "вільними".

Ефектом Комптона називається процес взаємодії γ -кванта з **вільним електроном**, в результаті якого **частота фотона зменшується** і він **розсіюється** під певним кутом до початкового напрямку руху. Важливо, що при розгляді такої взаємодії вільними можна вважати і зв'язані електрони, що належать атомам, якщо тільки виконується умова $h\nu \gg E_i$. В елементарній теорії ефекту розглядається пружний співудар між γ -квантом з енергією $E_{\Phi} = h\nu$, імпульсом $\vec{p} = h\vec{n} / \lambda$ (\vec{n} - орт у напрямку руху фотона) та нерухомим вільним електроном. З законів збереження імпульсу та енергії для такого співудару можна отримати величину зміни довжини хвилі γ -випромінювання:

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \frac{h}{m_0c} (1 - \cos\theta)$$

λ, λ' - довжини хвиль до і після розсіювання, θ - кут розсіювання. Параметр $\lambda_c = h/(m_0c)$ називається **комтонівською довжиною хвилі**. (Для електрона $\lambda_c = 2,4 \cdot 10^{-10}$ см, для протона $\lambda_c = 1,3 \cdot 10^{-13}$ см). Строгий теоретичний аналіз явища дозволив встановити залежність коефіцієнта ослаблення γ -променів, зумовленого ефектом Комптона, від енергії фотонів та атомного номера елемента. Як і у випадку фотоефекту, можна виділити дві області енергій, де:

$$\mu^K \sim \frac{\rho Z}{A} (B - h\nu) \quad (\text{нерелятивістська область } h\nu < m_0c^2) \quad (7a)$$

$$\mu^K \sim \frac{\rho Z}{Ah\nu} \quad (\text{релятивістська область } h\nu > m_0c^2) \quad (7b)$$

B – деяка стала.

З формул (7) випливає, що при усіх можливих енергіях γ -квантів збільшення величини $h\nu$ супроводжується зменшенням коефіцієнта ослаблення μ^K .

Лінійний зв'язок між μ^K та Z , очевидно, є наслідком того факту, що за умови $h\nu \gg E_i$ зростання порядкового номера елемента Z просто призводить до збільшення кількості електронів, на яких можливе розсіювання γ -квантів.

Утворення електронно-позитронної пари - це процес, в результаті якого γ -квант *зникає*, перетворюючись **на пару частинок - електрон та позитрон**. Цей процес енергетично дозволений, якщо енергія γ -кванта не менша за сумарну енергію спокою електрона і позитрона. Оскільки для електрона і позитрона енергія спокою $E_0 = mc^2 = 0.51 \text{ MeV}$, то для утворення пари $\gamma \rightarrow e^- + e^+$ необхідно, щоб $h\nu \geq 2mc^2$. Таким чином, гранична енергія народження пари дорівнює 1.02 MeV . Як і у випадку ефекту Комптона, необхідність одночасного виконання законів збереження енергії та імпульсу забороняє можливість народження пари без передачі деякого імпульсу сторонньому тілу.

Таким чином, процес утворення електронно-позитронних пар відбувається при взаємодії з атомним ядром чи електронами. Імовірність процесу визначається імовірністю передачі енергії сторонньому тілу, а остання буде тим більшою, чим сильніше поле ядра і чим більше електронів у атомі. Звідси, можна якісно зрозуміти таку залежність коефіцієнта ослаблення μ^{Π} , зумовленого процесом $\gamma \rightarrow e^- + e^+$

$$\mu^{\Pi} \sim \frac{\rho}{A} Z^2 \ln(h\nu) \quad (8)$$

Кожний з розглянутих вище процесів ослаблення γ -променів дає свій незалежний внесок у загальний коефіцієнт ослаблення:

$$\mu = \mu^{\Phi} + \mu^K + \mu^{\Pi} \quad (9)$$

Співвідношення між окремими доданками у рівнянні (9) залежить від порядкового номера елемента-поглинача та енергії γ -квантів.

Залежність кожного з коефіцієнтів та загального коефіцієнта поглинання в свинці від енергії γ -фотонів показано на рис.1.

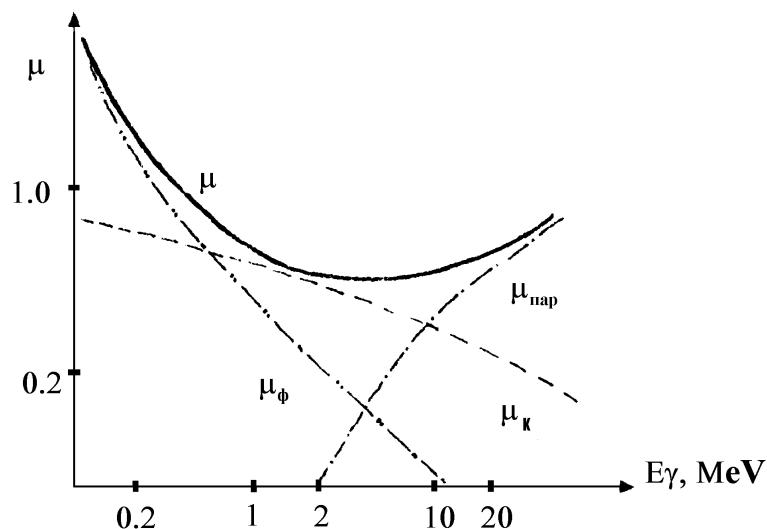


Рис.1. Залежність коефіцієнтів поглинання μ_ϕ , μ_κ , $\mu_{\text{пар}}$ та μ від енергії γ -випромінювання для свинцю

Для γ -випромінювання вводять поняття „шару напівпоглинання”, тобто товщини поглинача, при якій інтенсивність γ -випромінювання зменшується вдвічі.

Хід роботи

Ознайомитися з лічильною установкою і встановити призначення окремих елементів блок-схеми (рис.2).

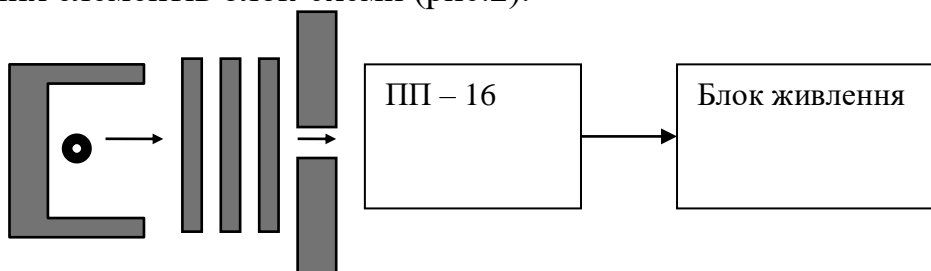


Рис.2. Блок-схема виміральної установки

Виміряти штангенциркулем товщини пластинок поглинача.

Виміряти фон.

Визначити інтенсивність пучка γ -променів без поглинача.

Зняти залежність інтенсивності I пучка γ -променів від товщини поглинача.

Зробивши поправку на фон, побудувати залежність $\ln(I/I_0)$ від d . З графіка визначити μ .

За даними для металів пластинок Al, Cu, Pb, які використовувались в роботі, обчислити масові коефіцієнти поглинання.

Користуючись поданою нижче таблицею, визначити енергію γ -фотонів.

Масові коефіцієнти послаблення μ/ρ ($\text{см}^2/\text{г}$) вузького пучка

Енергія γ -променів, MeV	γ -променів		
	Алюміній (2,7 г/см ³)	Мідь (8,9 г/см ³)	Свинець (11,35 г/см ³)
0,1	0,169	0,459	5,46
0,2	0,122	0,157	0,942
0,4	0,0926	0,0937	0,229
0,5	0,0844	0,0834	0,159
0,6	0,0779	0,0761	0,0123
0,8	0,0683	0,0658	0,0875
1,0	0,0613	0,0588	0,0704
1,5	0,0500	0,0479	0,0517
2,0	0,0431	0,0420	0,0454
3,0	0,0355	0,0359	0,0416
4,0	0,0310	0,0332	0,0416
5,0	0,0284	0,0318	0,0424

Контрольні запитання

1. В чому відмінність законів поглинання γ -квантів і заряджених частинок речовиною?
2. Довести, що вільний електрон не може поглинути фотон.
3. Чому ймовірність фотоелектру зростає при збільшенні порядкового номера атома Z і зменшується при збільшенні енергії γ -квантів?
4. За яким законом відбувається послаблення гамма-квантів?
5. Вкажіть механізм послаблення гамма – квантів.
6. Які процеси відбуваються при проходженні гамма-квантів крізь речовину.
7. Вкажіть умови виникнення електрон позитронних пар.

Лабораторна робота №5 СЦИНТИЛЯЦІЙНИЙ ГАММА-СПЕКТРОМЕТР

Мета: Визначити спектри випромінювання γ -квантів радіоактивними джерелами. Встановити енергію γ -квантів і природу джерела γ -променів.

Теоретичні відомості

Ядро як квантовомеханічна система нуклонів має дискретний спектр енергетичних станів. Стійким, стабільним станом є стан з мінімумом енергії (основний стан). Збудження ядер виникає при радіоактивних перетвореннях, що мають місце в ядерних реакціях. При енергії збудження ядра, меншій за енергію зв'язку нуклона в ядрі, перехід в основний стан відбувається, як правило, шляхом випромінювання одного або кількох γ -квантів (звичайно, якщо цей процес не заборонений правилами відбору).

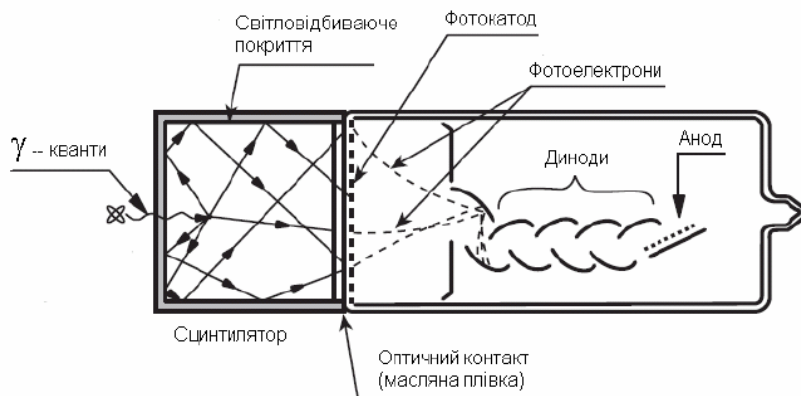
Таким чином, вивчаючи енергетичні спектри γ -випромінювання, відносні та абсолютні інтенсивності γ -ліній в спектрах, а також схеми розпаду, можна одержати цінну інформацію про збуджені стани ядер, їх енергії, імовірності переходів і ін.

На протязі кількох десятиріч, і навіть сьогодні, в епоху інтенсивного розвитку нових методів детектування, одним з найбільш ефективних та найбільш розповсюджених спектрометрів γ -променів є сцинтиляційний γ -спектрометр на основі кристалу NaI(Tl) та фотоелектронного помножувача (ФЕП).

Це пояснюється кількома причинами. Насамперед високою ефективністю реєстрації, яка досягається для γ -квантів з енергією порядку 1 МеВ 20-30% навіть для порівняно невеликих за розміром кристалів сцинтилятора (~ 40 x 40 мм). Енергетична роздільна здатність сучасних сцинтиляційних γ -детекторів (що визначається відносною шириною фотопіку на половині його висоти) становить 8-10% (для кристалів вищезгаданих розмірів).

Крім того, сцинтиляційний γ -детектор простий в експлуатації, не вимагає спеціальних температурних умов та режимів, має високу амплітуду сигналу на виході, яка становить декілька вольт, що дозволяє надійно працювати з стандартними електронними пристроями.

Сцинтиляційний γ -спектрометр складається з монокристалу NaI, активованого талієм (сцинтилятора), і фотопомножувача.



Гамма-квант, потрапляючи в кристал, втрачає свою енергію частково або повністю в основному внаслідок трьох процесів: а) фотоефекту; б) комптонівського розсіювання і в) народження електрон-позитронних пар. У всіх випадках утворені вторинні електрони збуджують та іонізують атоми кристалу, які переходячи в основний стан, випромінюють світлові кванти.

Народження сцинтиляційних фотонів в сцинтиляторі відбувається протягом деякого характерного часу – часу висвітлювання. Для NaI(Tl) цей час становить близько $2.5 \cdot 10^{-7}$ с; сучасні пластикові сцинтилятори мають час висвітлювання $1-2 \cdot 10^{-9}$ с.

Монокристал NaI(Tl) та фотопомножувач захищені непрозорим герметичним кожухом від впливу зовнішнього освітлення та вологості (NaI – кристал гігроскопічний). Між кожухом та кристалом сцинтилятора розташовується світловідбиваюче покриття (як правило оксид магнію) для збільшення кількості фотонів, що досягають фотокатода фотоелектронного помножувача (ФЕП). Для збільшення прозорості вихідного вікна сцинтилятора між сцинтилятором та фотопомножувачем створюють оптичний контакт – тонкий шар рідини (як правило, дуже в'язкого органічного масла) з показником заломлення близьким до показника заломлення скла (тобто матеріалу, з якого зроблено корпус фотопомножувача та вихідне вікно сцинтилятора). При цьому значно зменшується коефіцієнт відбивання фотонів від границі вихідне вікно – масло – ФЕП і збільшується кількість фотонів, що досягає фотокатода.

На фотокатоді 10-20% (залежно від типу фотокатода ФЕПу) фотонів, які досягли фотокатода К, поглинаються з утворенням фотоелектронів. Утворені на катоді фотоелектрони фокусуються діафрагмою і потрапляють на перший динод. Їх енергії достатньо для того, щоб при потраплянні на динод завдяки ефекту вторинної електронної емісії виникло кілька вторинних електронів (зазвичай 3-10 електронів залежно від матеріалу динода та енергії електрона).

Нехай на першому диноді під дією одного фотоелектрона (розігнаного в електричному полі) виникло n вторинних електронів. При цьому вони починають прискорюватись в напрямку динода Д2 завдяки тому, що між динодом Д1 та Д2 існує різниця потенціалів. Досягши другого динода кожен

електрон спричинить виникнення n вторинних електронів. Таким чином після проходження всіх диодів на анод потрапить nm електронів (де m – кількість диодів у фото помножувачі) створюючи відповідний імпульс напруги на виході фото помножувача.

В результаті кожному γ -кванту, який провзаємодіяв з кристалом, буде відповідати електричний імпульс на виході фотопомножувача. Тому, природно, що якість енергетичної інформації буде залежати від того, як точно амплітуда цього сигналу пропорційна до енергії γ -кванта. Ця пропорційність буде, очевидно, визначатися двома якісно відмінними причинами:

- залежністю енергії вторинних електронів від енергії γ -квантів,
- “спектроскопічними” характеристиками спектрометра.

До останніх відносяться такі основні фактори, як величина квантового виходу кристалу (кількість квантів світла, які утворюються в кристалі при попаданні γ -кванта) та якість фокусування і збирання світла на фотокатоді, що визначає кількість квантів світла, яка попадає з кристалу у фотопомножувач. Більш детально будову і принцип дії фотопомножувача можна знайти в літературі [5].

Енергія вторинних електронів буде зв'язана з енергією γ -квантів, на жаль, неоднаково, в залежності від характеру взаємодії γ -кванта з речовиною кристалу. В результаті фотоэффекту енергія електрона W буде менша за енергію γ -кванта лише на величину енергії зв'язку електрона в атомі, тобто для реальних енергій $W_{\text{ф}} \approx E_{\gamma}$. Однак навіть у цьому випадку (коли $W = \text{const}$) на виході ФЕП отримуємо деякий розкид ΔA амплітуд імпульсів A (рис.).

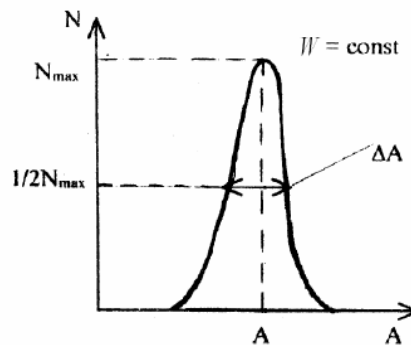


Рис.1 Розподіл амплітуд імпульсів на виході ФЕП при реєстрації моноенергетичних заряджених частинок.

Комптонівське розсіяння γ -квантів на вільних (або квазівільних) електронах забезпечує передачу останнім енергію, яка залежить від кута розсіяння, тобто, якщо цей кут не фіксується, то спектр вторинних електронів має неперервний розподіл (від 0 до $W_{\text{к, max}}$). При цьому імовірність розсіяння γ -квантів назад (на кут близько 180°) дещо більша, ніж на менші кути. В результаті електронний спектр має максимум в районі максимальної енергії комптонівських електронів, що дорівнює:

$$W_{K \max} = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{m_0 c^2}{2E_\gamma}},$$

При енергії квантів, яка істотно перевищує енергію спокою електрона ($m_0 c^2$), максимальна енергія дорівнює:

$$W_{K \max} \approx E_\gamma - \frac{m_0 c^2}{2}.$$

Утворення електронно-позитронних пар має пороговий характер з енергією порога, що відповідає подвоєній масі спокою електрона ($E_{\text{пар}} = 1,022 \text{ MeV}$). Позитрон, збуджуючи атоми кристалу, втрачає свою енергію, і при цьому збільшується імовірність його анігіляції з електроном. При анігіляції найчастіше утворюється 2 кванти з енергіями $m_0 c^2$ (0,511 MeV). В залежності від подальшої поведінки цих квантів, в спектрі вторинних електронів спостерігається три лінії:

- а) $W_0 = E_{\text{п}} - 2m_0 c^2$ – обидва анігіляційні кванти вилетіли з кристалу,
- б) $W_1 = E_{\text{п}} - m_0 c^2$ – один з цих квантів вилетів з кристалу,
- в) $W_2 = E_{\text{п}}$ – відбулося поглинання обох анігіляційних квантів.

Звичайно, анігіляційні кванти можуть зазнавати ще й комптонівського розсіяння, і тоді вторинні електрони потрапляють до неперервного розподілу.

Отже, навіть моноенергетичні γ -кванти дають складний спектр вторинних електронів (рис.). На наступному рис наведено характерний спектр, що був отриманий за допомогою сцинтиляційного спектрометра на основі NaI(Tl).

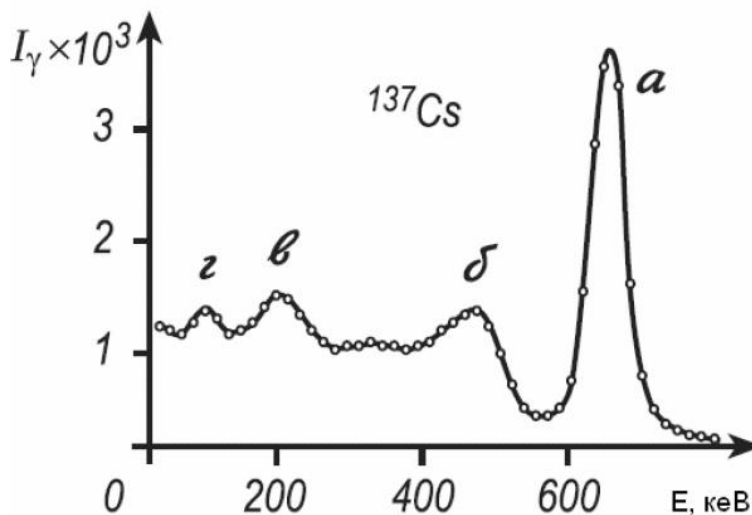


Рис.2 Апаратурний спектр γ -квантів ^{137}Cs , що отриманий за допомогою сцинтиляційного γ -спетрометра: а – фотопік, б – край комптонівського розподілу, в- пік зворотного розсіяння на конструктивних елементах (кожух, вхідне вікно ФЕП та ін.), г – пік від рентгенівського випромінювання барію (33 keV) та свинцевого захисту (оточення детектора).

Положення дещо спрощується при використанні так званих кристалів повного поглинання, тобто кристалів з великою імовірністю поглинання двох

анігіляційних квантів та γ -квантів, що утворились в результаті комптонівського розсіяння. При цьому істотно знижується внесок комптонівського розподілу і збільшується відносна інтенсивність фотопіку, який називається піком повного поглинання.

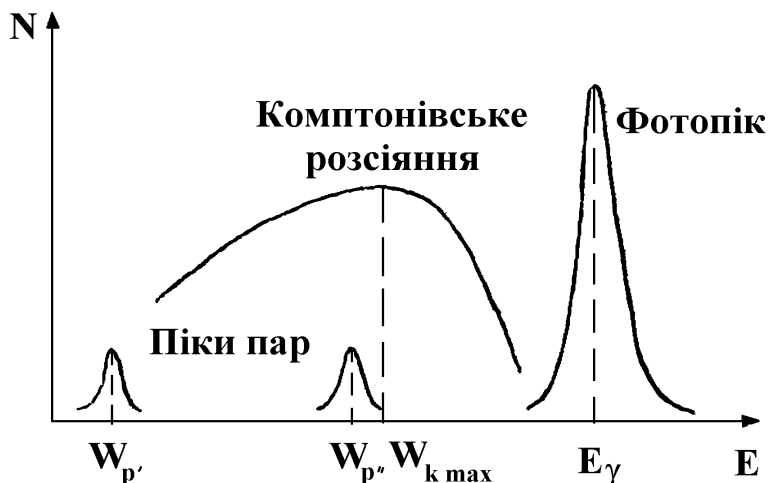


Рис.3 Енергії вторинних електронів при різних видах взаємодії γ -квантів з речовиною

Одержання енергетичних спектрів γ -променів зводиться, як бачимо, до аналізу амплітудного розподілу електричних імпульсів на виході фотопомножувача.

Сцинтиляційний лічильник, прилад для реєстрації ядерних випромінювань і елементарних часток (протонів, нейтронів, електронів, γ -квантів, мезонів і т. д.). Основними елементами такого лічильника є речовина, яка люмінісцирує під дією заряджених часток (сцинтилятор), і фотоелектронний помножувач. Візуальні спостереження світлових спалахів (сцинтиляцій) під дією іонізуючих часток (α -частинок, уламків поділу ядер) були основним методом ядерної фізики на початку 20 ст. Пізніше він був повністю витиснений іонізаційними камерами і пропорційними лічильниками. Його повернення в ядерну фізику сталося у кінці 40-х рр., коли для реєстрації сцинтиляцій були використані багатокаскадні ФЕП з великим коефіцієнтом підсилення, здатні зареєструвати надзвичайно слабкі світлові спалахи.

Хід роботи

Ознайомитись з установкою ФПК-13.

Встановити час і напругу, вказану викладачем.

Натисканням клавіші Enter запустити режим вимірювання та індикації зареєстрованих частинок. Вимірювання можна проводити до переповнення будь-якого з 255 каналів приладу

За допомогою маркера, який керується клавішами “←”, “→”, провести аналіз фону (джерела).

Виміряти спектр ^{60}Co .

Побудувати одержаний спектр на міліметровому папері, визначити номери каналів, що відповідають максимумам фотопіків.

Знаючи енергії γ -квантів джерела ^{60}Co $E_1 = 1,17 \text{ MeV}$, $E_2 = 1,33 \text{ MeV}$, побудувати градувальну криву γ -спектрометра $E_\gamma(N)$, тобто залежність енергії від номера каналу.

Накопичити і роздрукувати спектр γ -випромінювання невідомого джерела, відняти фон.

Визначити номери каналів, що відповідають максимумам фотопіків.

За допомогою градувальної кривої визначити енергію γ -квантів відповідальних за фотопіки невідомого джерела.

За спектром γ -випромінювання ідентифікувати γ -активні ядра.

Оцінити енергетичну роздільну здатність γ -спектрометра, тобто ширину фотопіка на половині висоти. Оскільки вона, як правило, змінюється при зміні енергії γ -квантів, роздільну здатність сцинтиляційних спектрометрів прийнято виражати в % від енергії E_γ .

Оцінити середню кількість фотонів, що виникають при реєстрації γ -квантів з енергією 1 MeV.

Оцінити ефективність реєстрації γ -квантів 0.66 MeV, 1.17 MeV, 1.33 MeV для кристаллу сцинтилятора, що використовувався в даній роботі. Пояснити отримані результати.

Контрольні запитання

1. Що називають сцинтиляціями?
2. Принцип дії сцинтиляційного спектрометра?
3. Принцип дії ФЕП?
4. Які процеси відбуваються при проходженні гамма-випромінювання через речовину?

Лабораторна робота №6 ВИЗНАЧЕННЯ ЧАСУ ЖИТТЯ МЮОНА

Мета: ознайомитись з принципом дії телескопа лічильників. дослідити кутовий розподіл жорсткого компонента космічних променів на поверхні Землі і визначити час життя мюонів

Теоретичні відомості

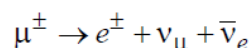
Космічне випромінювання - це потік частинок, що надходять на Землю з міжзоряного простору. Первинні космічні промені складаються головним чином із протонів (~90%), α -частинок та більш важких ядер. Основна частина первинних космічних променів має енергію 10^9 - 10^{10} еВ, але зустрічаються також частинки зі значно більшою енергією (до 10^{19} еВ). Частинки з енергіями менше 10^9 еВ відхиляються магнітним полем Землі й не попадають на неї. Потік протонної компоненти з енергією вище $2 \cdot 10^9$ еВ становить приблизно один протон на $1 \text{ см}^2/\text{с}$. У результаті взаємодії первинних космічних променів з ядрами атмосфери з'являються нові (вторинні) частинки - мезони різних типів, розпад яких приводить до появи мюонів, електронів, позитронів і фотонів великих енергій. Таким чином, вторинні космічні промені, спостережувані на висоті до 10 км, зовсім не схожі на первинні космічні промені. Космічне випромінювання, що приходить у нижні шари атмосфери, прийнято ділити на м'яку й жорстку компоненти.

М'яка компонента складається з електронів, позитронів й γ -квантів, які сильно поглинаються в речовині. Поглинання частинок м'якої компоненти істотно залежить від порядкового номера Z речовини-поглинача. Частинки м'якої компоненти майже повністю поглинаються шаром свинцю в десять сантиметрів.

Жорстка компонента складається з мюонів (стара назва - μ -мезони), які слабо поглинаються речовиною, притім приблизно однаково речовинами з різними Z .

Настільки велике розходження проникаючої здатності часток обох компонентів пов'язане з тим, що електрони й позитрони м'якої компоненти при взаємодії з речовиною витрачають більшу частину своєї енергії на випромінювання, а втрати мюонів на випромінювання порівняно малі. Це пояснюється тим, що кількість випроміненої енергії пропорційна квадрату заряду та обернено пропорційна квадрату маси частки, а мюон приблизно в 207 разів важче електрона.

Втрати енергії на іонізацію та збудження атомів речовини для електронів та мюонів космічних променів на рівні моря приблизно однакові й порівняно малі. Особливістю мюонів є їхній розпад на електрони, нейтрино та антинейтрино:



В повітрі пробіг мюонів великий, а час життя порівняно малий. Тому потрібно враховувати зменшення їхньої кількості в потоці космічних променів за рахунок спонтанного розпаду.

Можна вважати, що основна частина мезонів народжується у верхніх шарах атмосфери й має енергію $1 \div 10$ ГэВ. Мюони, що входять до складу жорсткої компоненти, виникають у результаті розпаду π -мезонів - продуктів ядерної взаємодії первинних космічних променів з ядрами атмосфери:



Отже, мюони проходять майже весь шар атмосфери (~ 900 г/см²). При цьому вони частково поглинаються, частково розпадаються. Мюони, що рухаються під кутом θ до вертикалі (Рис. 1) та доходять до рівня моря, проходять в атмосфері шлях в $1/\cos \theta$ разів більший, ніж мюони, що рухаються по вертикалі. Тому ймовірність розпаду для мюонів, що рухаються під кутом θ буде більшою. При збільшенні кута θ буде збільшуватися також шар повітря, який повинні пройти мюони. Це приводить до збільшення поглинання за рахунок іонізаційних втрат.

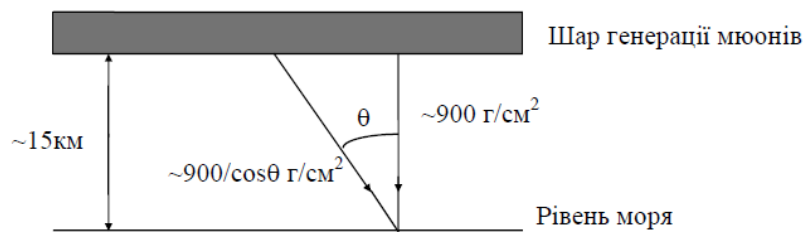


Рис.1. Кутовий розподіл мюонів.

Таким чином, обидва фактори повинні привести до зменшення інтенсивності мюонів зі збільшенням зенітного кута θ . Можна, однак, виділити ту частину мюонів, які поглинулися за рахунок збільшення кількості речовини. Виміри інтенсивності вертикального потоку μ -мезонів, виконані на різних глибинах під землею, показали, що число мюонів $N(x)$ зменшується як функція кількості пройденої речовини з товщиною x (г/см²) за наступним законом:

$$N(x) = \left(\frac{900}{900 + x} \right)^{1,6} = \left(\frac{900}{\xi} \right)^{1,6}$$

Де $\xi = 900 + x$ - повна кількість речовини, яку пройшов мюон від місця генерації до місця поглинання (маса вертикального стовпа повітря прийнята рівної 900 г/см²). З Рис. 1 видно, що $\xi = 900 / \cos \theta$. Таким чином, число мюонів, що дійшли до лічильника на рівні моря, зменшується за рахунок поглинання в речовині за законом:

$$P_1(\theta) \sim (\cos \theta)^{1,6}$$

Ймовірність того, що мезон на шляху L не розпадається, буде дорівнювати:

$$W(L) = \exp\left(-\frac{L}{\beta\tau c}\right) = \exp\left(-\frac{L}{L_{розп}}\right) \quad (1)$$

де $\beta = v/c$; $\tau = \tau_0/\sqrt{1-\beta^2}$, $L_{розп}$ – шлях, який пролітає мюон до моменту спонтанного розпаду, v – швидкість мюона, τ_0 – час життя мюона, що знаходиться в стані спокою.

Таким чином:

$$L_{розп} = \beta\tau c = \frac{\beta c \tau_0}{\sqrt{1-\beta^2}} = \frac{\beta c \tau_0 E_\mu}{m_\mu c^2} = \frac{\tau_0 P_\mu}{m_\mu}$$

де $P_\mu = \frac{m_\mu v}{\sqrt{1-\beta^2}}$ – імпульс μ – мезона; $E_\mu = \frac{m_\mu c^2}{\sqrt{1-\beta^2}}$ – його повна енергія

Ймовірність спонтанного розпаду μ -мезона на шляху L тим менша, чим сильніша нерівність $L \ll L_{розп}$. В свою чергу ймовірність розпаду залежить від масової товщини ρd середовища, яке пролітає мюон. Для швидких мюонів ймовірність спонтанного розпаду можна не враховувати, коли $\rho d \sim 10^{-3}$ г/см². Цю умову задовольняють усі конденсовані середовища. Зрозуміло, що в газах ця умова справджується ще краще.

Введемо такі позначення:

$N(\theta)$ — кількість мюонів в потоці, який потрапляє на вимірювальний прилад під кутом θ до вертикалі. В цьому потоці на шляху L від шару, де народжуються мюони, до вимірюючого пристрою їх кількість зменшується як за рахунок іонізаційних втрат, так і за рахунок радіоактивного розпаду;

$N(0)$ — потік мюонів, які потрапляють в приймач під кутом $\theta = 0$ до вертикалі;

$N_1(\theta)$ — потік мюонів в напрямку θ до вертикалі, в якому враховано зменшення кількості мюонів виключно за рахунок іонізаційних втрат.

Встановлено, що

$$N_1(\theta) = N(0)(\cos\theta)^{1.6} \quad (3)$$

Зменшення потоку мюонів за рахунок їх спонтанного розпаду

$$\Delta N = N_1(\theta) - N(\theta) \quad (4)$$

З іншого боку, оскільки ймовірність того, що мюон на шляху ΔL не розпадеться:

$$W = \exp\left(-\frac{\Delta L}{L_{розп}}\right),$$

то ймовірність їхнього спонтанного розпаду на цьому шляху дорівнює

$$W_{\text{розн}} = 1 - W = \left(1 - \exp\left(-\frac{\Delta L}{L_{\text{розн}}}\right) \right) \quad (5)$$

В цьому виразі

$$\Delta L = L(\theta) - L(0) = \frac{L(0)}{\cos\theta} - L(0) = L(0) \frac{1 - \cos\theta}{\cos\theta} \quad (6)$$

Таким чином, зменшення мюонів за рахунок їх спонтанного розпаду можна визначити ще й так:

$$\Delta N = N_1(\theta) W_{\text{розн}} = N_1(\theta) \left(1 - \exp\left(-\frac{\Delta L}{L_{\text{розн}}}\right) \right) \quad (7)$$

Порівнюючи вирази (4) та (7), маємо:

$$N_1(\theta) \left(1 - \exp\left(-\frac{\Delta L}{L_{\text{розн}}}\right) \right) = N_1(\theta) - N(\theta) ;$$

$$N_1(\theta) \left(1 - \exp\left(-\frac{\Delta L}{L_{\text{розн}}}\right) \right) = N_1(\theta) \left(1 - \frac{N(\theta)}{N_1(\theta)} \right) . \quad (8)$$

$$\frac{N(\theta)}{N_1(\theta)} = \exp\left(-\frac{\Delta L}{L_{\text{розн}}}\right) . \quad (9)$$

З виразу (9):

$$L_{\text{розн}} = \frac{\Delta L}{\ln \frac{N_1(\theta)}{N(\theta)}} \quad (10)$$

Враховуючи співвідношення (2)

$$\frac{\beta c \tau_0 E_\mu}{m_\mu c^2} = \frac{\Delta L}{\ln \left(\frac{N_1(\theta)}{N(\theta)} \right)} \quad (11)$$

Мінімальна енергія мюонів, необхідна для того, щоб він міг пройти під кутом

θ крізь усю атмосферу дорівнює $E_\mu = \frac{5 \cdot 10^9 \text{ eV}}{\cos\theta}$. За цих енергій β для мюона наближено можна вважати таким, що дорівнює одиниці. Тоді вираз (11) можна переписати у вигляді:

$$\tau_0 = \frac{m_\mu c^2 L(0)(1-\cos\theta)}{cE_\mu \ln\left(\frac{N_1(\theta)}{N(\theta)}\right) \cos\theta} = \frac{207 \cdot 0.5 \cdot 10^6 \text{ eV} \cdot 15 \text{ km} (1-\cos\theta)}{3 \cdot 10^5 \text{ km/c} \cdot 5 \cdot 10^9 \text{ eV} \cdot \ln\left(\frac{N_1(\theta)}{N(\theta)}\right)} =$$

$$= 1.04 \cdot 10^{-6} \left(\frac{1-\cos\theta}{\ln\left(\frac{N_1(\theta)}{N(\theta)}\right)} \right) \text{ сек.} \quad (12)$$

Хід роботи

Кутовий розподіл мюонів досліджують з використанням приладу, який зветься телескопом лічильників (рис.). Він складається з двох груп гейгерівських лічильників МС-9. В кожній з груп – три лічильники, які з'єднано паралельно на спільне для даної групи навантаження. Обидві групи лічильників підключено до схеми співпадань ССА. При цьому використано два електронні пристрої, які формують імпульси після лічильників.

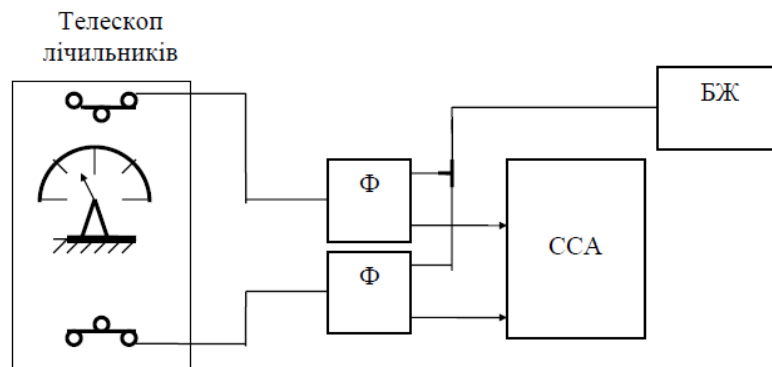


Рис.2 Блок-схема установки для реєстрації мюонів.

Телескоп може бути зорієнтований під різними кутами до вертикальної площини. Такий прилад реєструє лише ті мюони, шлях яких проходить вздовж осі телескопу (тобто перетинає обидві групи лічильників). Мюони мають достатню енергію, щоб викликати розряд в двох лічильниках різних груп, практично, одночасно. «М'яка» складова космічного випромінювання поглинається конструкціями приміщення і нею можна знехтувати.

Для виконання роботи необхідно:

1. Ознайомитися з обладнанням.
2. Встановити робочу напругу $U_{живл}$ для верхньої на нижньої групи лічильників.
3. Провести виміри кількості співпадань для різних кутів θ .
4. Результати вимірів занести до таблиці.

Таблиця. Результати вимірів кількості співпадань

θ°	$t_{\text{вим.}}, \text{ХВИЛ.}$	$N_{\text{експ.}}$ імп.	$\tau_0, \text{с}$	$\cos\theta$	$(\cos\theta)^{1.6}$
0	30			1	1
30	30			0.8660	0.7943
45	30			0.7071	0.5743
60	30			0.5000	0.3299
90	30			0	0

1. Розрахувати τ_0 для кожного з напрямків θ , знайти середнє значення часу життя мюонів використавши співвідношення (12).

При цьому треба мати на увазі, що під кутом $\theta=90^\circ$ схема співпадань детектує випадкові співпаданья. Такі співпаданья треба виключити з розрахунків. Тому

$$N(\theta) = N^{\text{експ}}(\theta) - N^{\text{експ}}(90^\circ). \quad (13)$$

2. Це зауваження стосується і величини $N_1(\theta)$ з урахуванням (3) та (13):

$$N_1(\theta) = [N^{\text{експ}}(\theta) - N^{\text{експ}}(90^\circ)] (\cos\theta)^{1.6} \quad (14)$$

3. За результатами обчислень визначити середні значення τ_0

Контрольні запитання

1. Які частинки відносять до м'якого та жорсткого компонентів космічних променів?
2. За рахунок яких механізмів зменшується потік мюонів в атмосфері ?
3. Як визначається шлях, що проходить мюон до поверхні землі залежно від зенітного кута?
4. Як визначається час життя мюона у власній системі відліку?
5. В чому полягає принцип роботи телескопу та схеми збігів при реєстрації мюонів?

ЛІТЕРАТУРА

1. Булавін Л. А., Тартаковський В. К. Ядерна фізика. Підручник, 2-е видання, перероблене і доповнене. К : Знання, 2005. 439 с.
2. Давидюк Г. Є., Мирончук Г. Л. Радіація і людина : навч. посіб. Луцьк : ВежаДрук, 2018. 309 с.
3. Каденко І. М., Плюйко В. А. Фізика атомного ядра та частинок : підручник. 2-ге вид., переробл. і доповн. Електронна версія. К : 2019, 467 с.
4. Методичні вказівки до самостійної роботи з курсу «Радіохімія та радіоекологія»: Методична розробка / Укладач Л.Я. Мідак. Івано-Франківськ : Прикарп. нац. ун-т ім. В.Стефаника, 2019. 28 с.
5. Мідак Л.Я., Кравець І.В. Основи радіохімії. Івано-Франківськ: пп Голіней, 2013. 160 с.
6. Плекан Р.М. Атомна і ядерна фізика: методичні рекомендації з курсу «Загальна фізика» (для студентів спеціальності 172 «Телекомунікації та радіотехніка»). Ужгород: Видавництво УжНУ «Говерла», 2019. 42 с.
7. Фізика атомного ядра та частинок [Текст] : підруч. для студентів фіз. ф-тів ун-тів / І.М. Каденко, В.А. Плюйко ; Київ. нац. ун-т ім. Тараса Шевченка. Київ : Київський університет, 2008. 414 с.

Навчально-методичне видання

**Мирончук Галина Леонідівна
Кевшин Андрій Григорович**

Фізика ядра і елементарних частинок

Методичні рекомендації до виконання лабораторних робіт

Друкується в авторській редакції