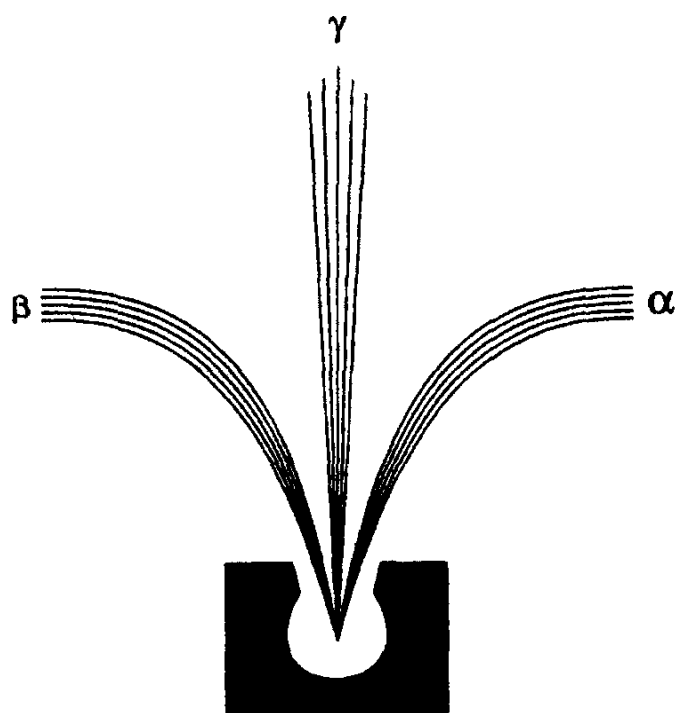


Фреїк Д.М., Возняк О.М., Салій Я. П.

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, характеристику 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.

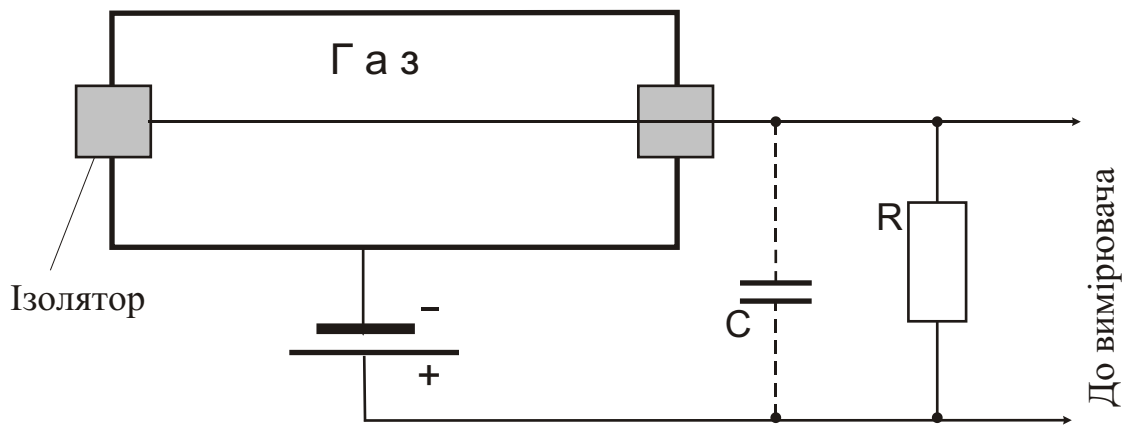
ЛІТЕРАТУРА.

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.

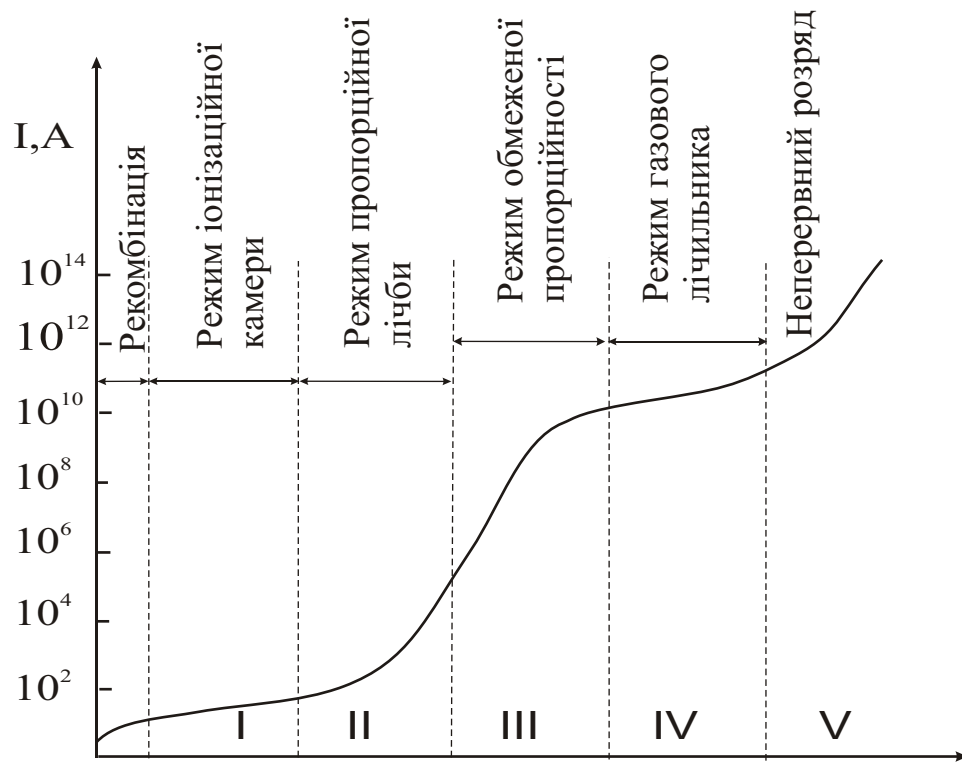
ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ

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.

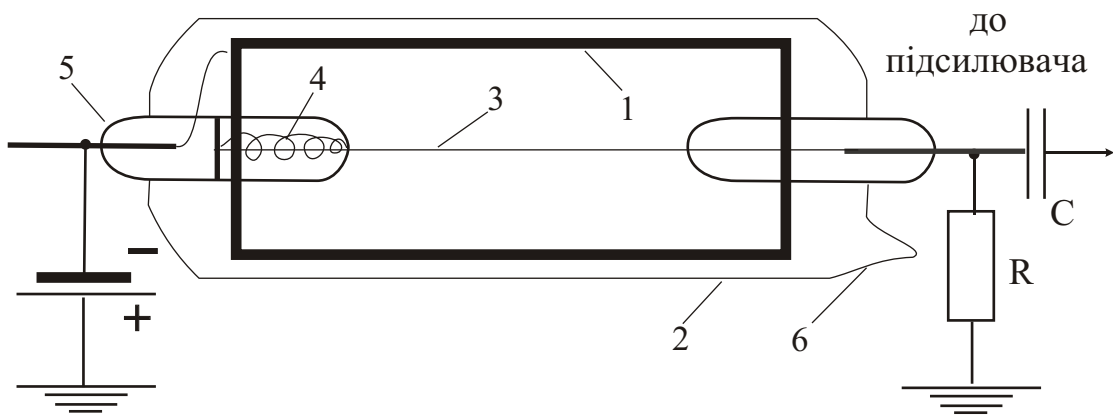
Іонізаційні камери, які використовують газове підсилення, тобто підсилення імпульсів внаслідок збільшення кількості електронів, що виникають при вторинній іонізації атомів, називаються газовими лічильниками. Лічильники можуть мати різну будову. На мал.3 показана будова лічильника із циліндричними стінками. Катодом служить графітний шар і або будь-який метал, нанесений на внутрішню поверхню скляної циліндричної трубки 2. Анод з закріпленій 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 обернено пропорційна відстані до осі:

$$E = \frac{U}{\ln(r_2/r_1)} \frac{1}{r} \cdot$$

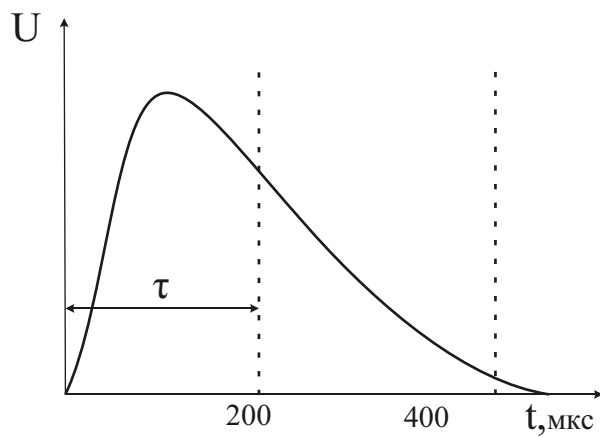
де r_1 , - радіус нитки анода, r_2 - внутрішній радіус катода, U - напруга. Умова вторинної іонізації $E > E_{BT}$ — виконується при

$$r < r_0 = \frac{U}{E_{BT}} \frac{1}{\ln(r_2/r_1)}$$

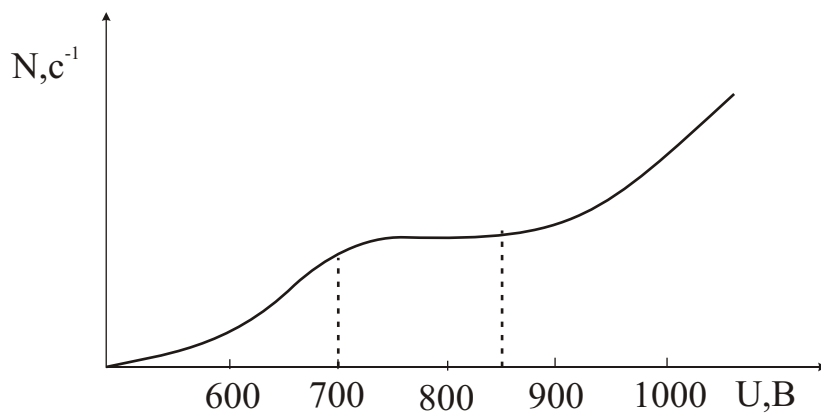
Відношення числа електронів, що попадають на анод, до числа первинних електронів, називається коефіцієнтом газового підсилення A . Коефіцієнт газового підсилення швидко зростає при зростанні напруги і при великих A починає залежати від первинного пучка. При цьому лічильник переходить від пропорційного 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 наступає 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 імп./с похибка у лічбі буде становити 2 %, а при збільшенні швидкості лічби до 1000 імп./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, мікрометр.

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 ймовірність 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

$$\sigma_{\kappa,e} = \pi r_e^2 \frac{m_0 c^2}{h \omega} \left(\ln \frac{2h\omega}{m_0 c^2} + \frac{1}{2} \right).$$

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 фотоэффект малоімовірний, 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

$$N = N_0 \exp(-\mu x).$$

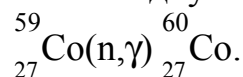
З неї одержимо таку робочу формулу

$$\mu = \frac{1}{x} \ln \frac{N_0}{N}.$$

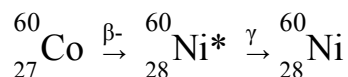
ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНА УСТАНОВКА

Дослідна установка схематично зображена на мал.1, де S – джерело випромінювання, К – коліматори, П – поглинач, G -лічильник, Ф-формувач, ПП - перерахунковий пристрій, БП - блок живлення.

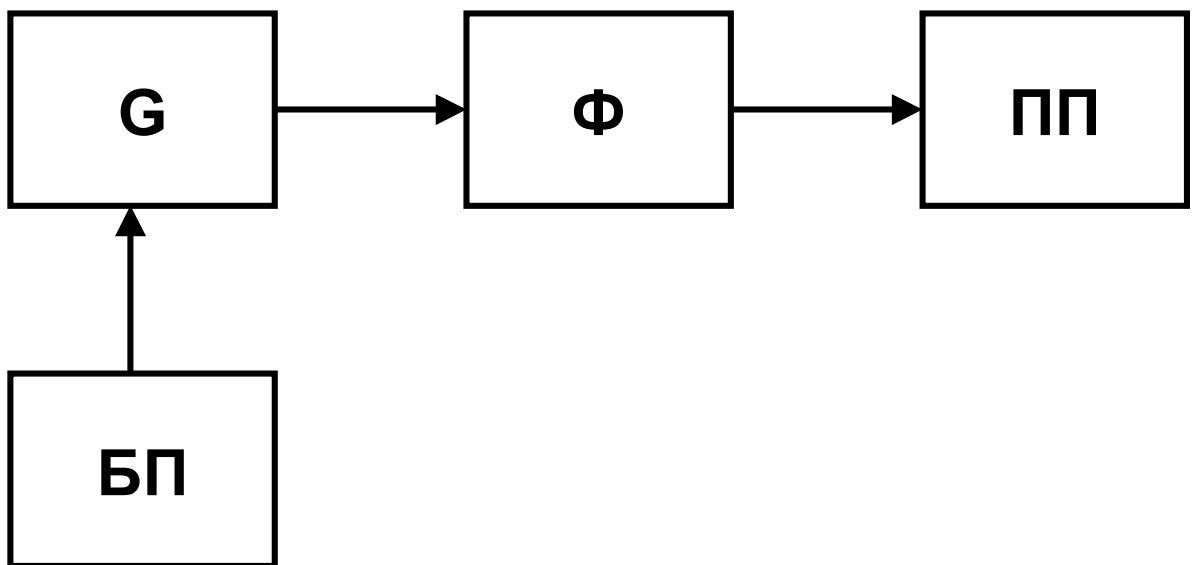
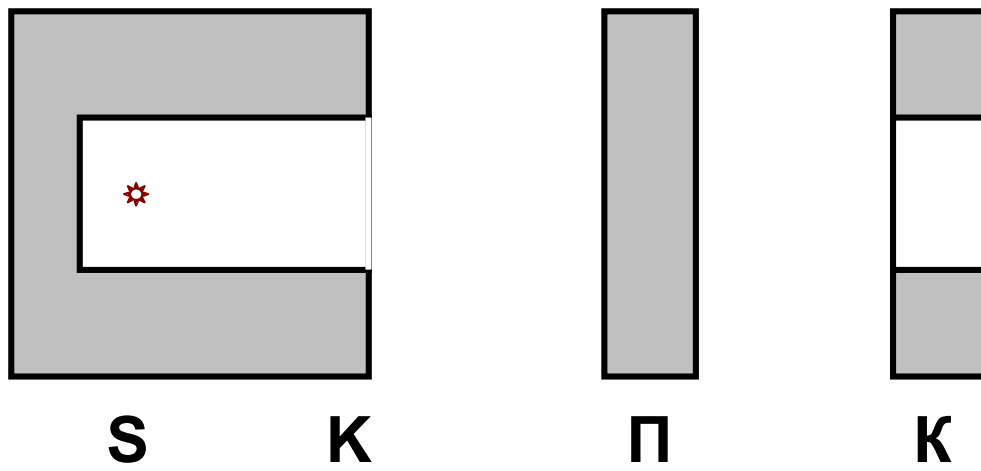
Лічильником гама-квантів в лічильник Гейгера-Мюллера С1-22 з еміттерним повторювачем. Розміщення вузлів установки повинно бути таким, щоб похибки вимірювань внаслідок непаралельності гама-пучка і попадання розсіяних гама-квантів були співмірними і достатньо малими. З цією метою в установці використовують 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.

МЕТА: Визначити верхню межу β -спектра методом повного та половинного поглинання.

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.

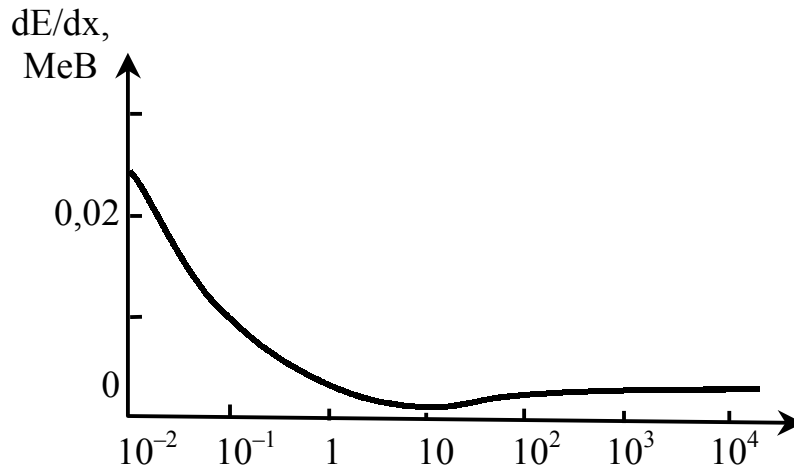
При проходженні через поглинач електрони втрачають свою енергію внаслідок електромагнітної взаємодії з електронами і атомними ядрами речовини. Для електронів з відносно малою енергією (менше критичної) ці втрати зумовлені іонізацією і збудженням електронів речовини поглинача, тобто іонізаційними втратами. 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

$$E = \frac{1}{6} \pi \epsilon_0 \frac{e^2}{c^3} a^2, \quad (1)$$

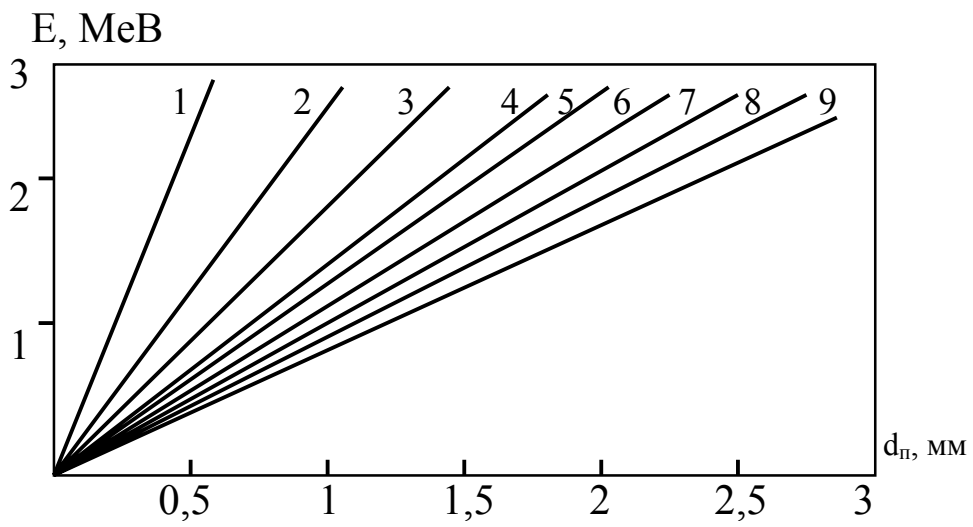
де a -прискорення електрона. Питомі радіаційні втрати (тобто розраховані на одиницю шляху) зростають зі збільшенням енергії електрона і пропорційні квадрату заряду ядра поглинача. Енергія електрона, при якій питомі радіаційні втрати дорівнюють питомим іонізаційним втратам, називається критичною. Для 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

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{іон}} = \frac{4\pi e^4 Z_1^2 ZNB}{m_e v^2} \quad (2)$$

де Z_1e – заряд частинки, v – її швидкість, N – кількість атомів в 1 см^3



Мал. 1. Залежність питомих іонізаційних втрат електрона в повітрі



Мал.2 Номограма для визначення верхньої межі β -спектра за товщиною шару поглинання алюмінію

поглинача, 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 поглинача.

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 $(dE/dx)_{\text{іон}}$ 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 поглинача. Якщо β -розпад відбувається в основний стан, то величина іонізаційних втрат, розрахована на 1г/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

$$R[\text{г/см}^2] = R[\text{см}] \rho[\text{г/см}^2],$$

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 половинного 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 $0,8 < E_{\max} < 3$ МеВ, 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 випадку простого β -спектра, коли розпад β -активного ядра відбувається завжди на один і той же рівень дочірнього ядра.

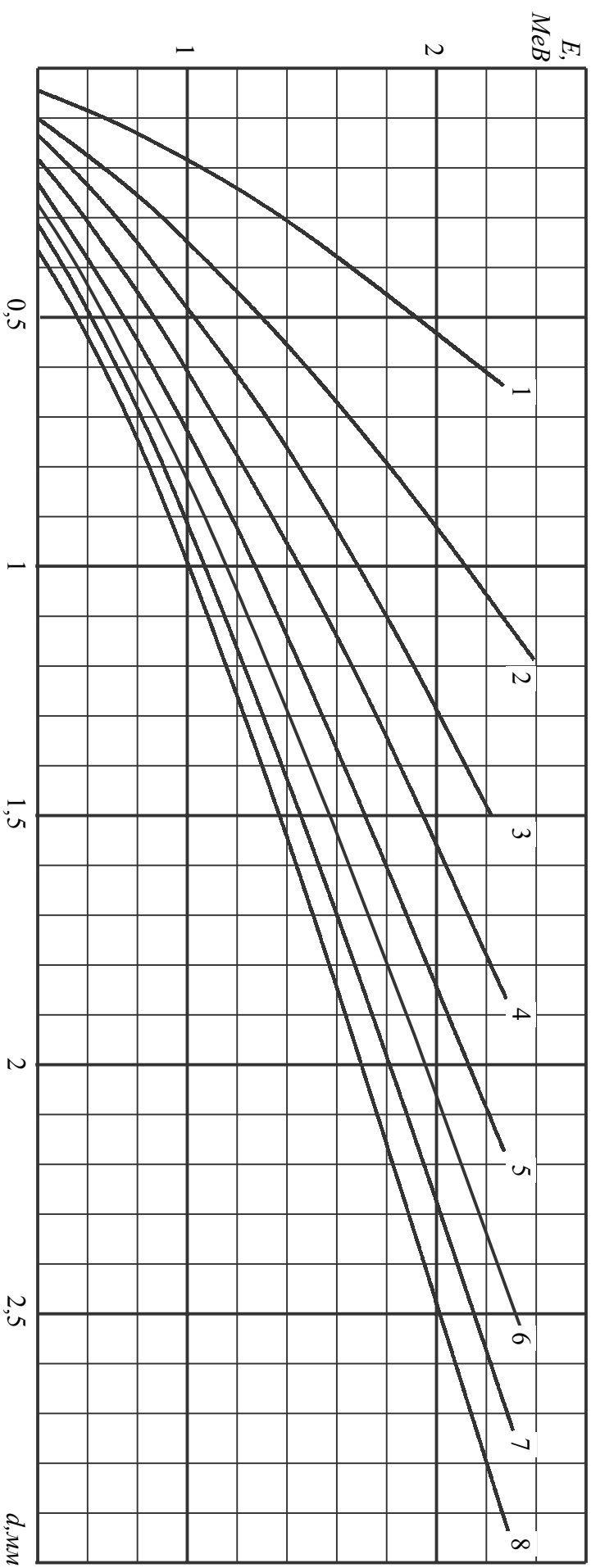
ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ РОБОТИ

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 товщини, 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.

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.



Мал. 2 Номограма для визначення верхньої межі β -спектра за товщиною шару поглинання алюмінію

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА №3а

ТЕМА: Визначення активності β -джерела абсолютним методом.

МЕТА: Визначити активність досліджуваного джерела.

ПРИЛАДИ І МАТЕРІАЛИ: газорозрядний лічильник, свинцевий блок, β -джерело.

ЛІТЕРАТУРА

1. Лабораторний практикум по экспериментальным методам ядерной физики, под ред. Финогенова К.Г. М. Энергоиздат, 1986.
2. Максимов М.Т., Оджагов Г.О. Радиоактивные загрязнения и их измерение. М. Энергоиздат, 1989.
3. Методичні вказівки до проведення лабораторних робіт з ядерної фізики. Львів, ЛНУ, 1991.

ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ

1. Активність радіоактивного препарату. Одиниці вимірювання активності.
2. Методи визначення активності.
3. Абсолютний метод визначення активності.
4. Поправки на геометричні умови вимірювань, схему розпаду, поглинання, обернене розсіювання, ефективність детектора.

Розпад радіоактивних ядер супроводжується радіоактивним випромінюванням. Інтенсивність радіоактивного випромінювання залежить від швидкості розпаду радіоактивної речовини яку називають активністю a , тобто $a = \frac{dN}{dt}$, (N – кількість ядер радіоактивного нукліда). Тобто активність є мірою кількості розпадів радіоактивних ядер за одиницю часу. Використовуючи закон радіоактивного розпаду, одержимо $a = \lambda N$. Оскільки λ є величиною постійною то активність даного радіоактивного препарату залежить від кількості радіоактивних ядер. Активність препарату як і кількість радіоактивних ядер зменшується за експоненціальним законом $a = a_0 \exp(-\lambda t)$.

В системі СІ одиницею активності є Беккерель (Бк) який є активністю препарату у якому відбувається один радіоактивний розпад за одну секунду. Позасистемною одиницею активності є Кюрі (Ки) ($1 \text{ Ки} = 3.7 \cdot 10^{10} \text{ Бк}$). Одиниця активності 1 Ки відповідає активності 1 г радію (Ra). У практичній дозиметрії використовують також питому a_m (Бк/кг), об'ємну a_v (Бк/м³), поверхневу a_s (Бк/м²), молярну a_μ (Бк/моль) активності джерел.

Всі радіометричні методи можна поділити на абсолютні та відносні. Відносний метод визначення активності джерела полягає у порівнянні швидкості рахунку від досліджуваного препарату зі швидкістю рахунку від зразка з відомою активністю.

Абсолютний метод визначення активності полягає у безпосередньому вимірюванні швидкості радіоактивних перетворень у даному радіоактивному препараті. Серед абсолютних методів найпоширенішим, найпростішим і найдоступнішим є метод фіксованого тілесного кута. Ми розглянемо його стосовно тонкого β -джерела.

В загальному випадку активність a нуклідів у β -джерелі за результатами радіометричних вимірювань визначається так

$$a = \frac{n_i}{\eta} = \frac{np - n_\phi p_\phi}{\eta} \quad (1)$$

Де n_i істинна швидкість рахунку β -частинок, які випромінює джерело,
 n – швидкість рахунку обумовлена як β -джерелом так і фоном,
 n_ϕ - швидкість рахунку обумовлена фоном,
 p і p_ϕ – поправки на роздільну здатність вимірювань n і n_ϕ ,
 η – тотальна ефективність всього радіометричного пристрою (світлосила радіометра).

Якщо як детектор використовують газорозрядний лічильник, закон поглинання електронів β -спектру є наближено експоненціальним, а відстань між лічильником і джерелом досить велика, то η можна представити через відповідні поправки

$$\eta = \omega \sum_i a_i \sum_j (\rho k q f \varepsilon)_{ij}, \quad (2)$$

Де i – кількість радіонуклідів у джерелі,
 ω – поправка на геометричні умови вимірювань,
 a_i – відносна активність i -го нукліда джерела,
 ρ_{ij} – кількість частинок, що належать j -му парціальному спектрові, які випромінюються при розпаді i -го нукліда (поправка на схему розпаду),
 k_{ij} – поправка на самопоглинання і саморозсіювання β -випромінювання у речовині джерела
 q_{ij} – поправка на обернене розсіювання від підкладки препарату,
 f_{ij} – поправка на поглинання β -частинок на шляху від джерела до лічильника,
 ε_{ij} – ефективність реєстрації β -частинок лічильником.

Поправка на геометричні умови вимірювань. Ця поправка у випадку ізотропного джерела дає відносний тілесний кут (відносно 4π) у межах якого β -частинки вилітають із джерела у напрямку до границі активної поверхні детектора оберненої до джерела.

Якщо випромінювання джерела є ізотропним за кутами то поправка на геометрію для точкового джерела рівна (див. рис. 1, 2β – апертура лічильника)

$$\omega = \frac{d\Omega}{4\pi} = \frac{1}{4\pi} \int_0^\beta \sin\theta d\theta \int_0^{2\pi} d\varphi = \frac{1 - \cos\beta}{2} = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{h}{\sqrt{h^2 + r^2}} \right). \quad (3)$$

Поправка на схему розпаду ρ враховує імовірність розпаду ядра за різними каналами із випромінюванням β -частинок.

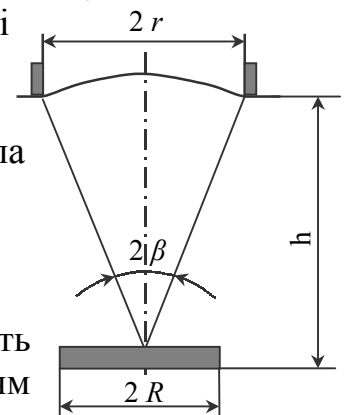


Рис. 1

Поправка на самопоглинання і саморозсіювання k . Якщо товщина джерела є значно меншою порівняно із товщиною шару половинного поглинання у матеріалі джерела то з похибкою, що не перевищує 1% поправку k можна прийнятою рівною 1.

Експериментальне визначення поправки на самопоглинання і саморозсіювання β -частинок полягає у побудові кривої послаблення β -випромінювання як функції від положення активного шару у зразку шляхом переміщення тонкого диска із досліджуваного джерела у товщі поглинача.

Поправка на обернене розсіювання q . Внаслідок багаторазового розсіювання якась частина β -частинок, що випромінюються в напрямку підкладки може відхилитися на кут більший аніж 90° , і як наслідок, деякі з них можуть реєструватися детектором. Якщо немає змоги зовсім виключити обернене розсіювання при використанні тонких підкладок, то вимірювання слід проводити при умові насичення оберненого розсіювання, тобто при товщині підкладки, яка перевищує максимальний пробіг β -частинок. Обернене розсіювання зростає при збільшенні порядкового номера елемента матеріалу підкладки, товщини підкладки та енергії β -випромінювання. Тому доцільно використовувати підкладки із матеріалів з малим порядковим номером та розміщувати далеко від конструкцій. Обернене розсіювання поглинається приблизно за експоненціальним законом, проте шар половинного поглинання для нього суттєво менший від шару половинного поглинання прямого випромінювання. Зокрема для алюмінієвих підкладок відношення товщин шарів половинного поглинання складає 0.73.

Поправка на поглинання β -випромінювання на шляху від джерела до лічильника f . Ослаблення інтенсивності β -випромінювання приблизно описується законом

$$I(x) = I_0 \exp(-0.693 X_{\text{eff}} / \Delta_{1/2}) = I_0 \exp(-\mu d), \quad (4)$$

де X_{eff} – ефективна товщина поглинача, яка, переважно, переважає товщину поглинача внаслідок того, що не всі β -частинки вилітають із препарату під прямим кутом,

$\Delta_{1/2}$ – товщина шару половинного поглинання.

μ – масовий коефіцієнт поглинання β -променів.

Поправка на ефективність детектора ε . Ефективність детектора дорівнює імовірності реєстрації ним частинки, що попала в його активний об'єм. Ефективність лічильників стосовно β -частинок практично дорівнює одиниці.

Поправка на роздільну здатність вимірювальної системи p . Час розділення радіометра τ визначається мертвим часом лічильника. При $n\tau < 0.1$ поправка на роздільну здатність практично для вимірювальної апаратури будь-якого типу можна знайти з виразу

$$p = \frac{1}{1 - n\tau}. \text{ В даній роботі ми наближено приймаємо, що } p = 1.$$

У цій роботі ми вважатимемо розподіл β -випромінювання ізотропним, знехтуємо поправкою на поглинання та розсіювання β -частинок у джерелі, та

прийемо, що їх поглинання у повітрі та матеріалі вікна лічильника описується формулою

$$n = n_0 \exp(-\mu d), \quad (5)$$

де μ – масовий коефіцієнт поглинання β -променів,
 d – сумарна товщина вікна лічильника та повітряного прошарку у г/см^2 .

Тоді

$$a = \frac{n_i}{2} \left(1 - \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{r}{h}\right)^2}} \right)^{-1/2} \exp(-\mu d). \quad (6)$$

Або

$$a = k n_i, \quad (7)$$

$$\text{де } k = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{r}{h}\right)^2}} \right)^{-1/2} \exp(-\mu d). \quad (8)$$

Оскільки $d = \delta_{ca} + \rho_n h$ де δ_{ca} - товщина вікна у г/см^2 ρ_n - густина повітря у г/см^3 , h - відстань від джерела до вікна лічильника у см, то

$$k = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{r}{h}\right)^2}} \right)^{-1/2} \exp(-\mu(\delta_{ca} + \rho_n h)). \quad (9)$$

ЛАБОРАТОРНА УСТАНОВКА

Досліджуваним β -джерелом є стронцій-ітрієвий препарат ($^{90}_{38}\text{Sr} + ^{90}_{39}\text{Y}$), нанесений як пляма діаметром 10мм і товщиною $4 \cdot 10^{-2} \text{ мг/см}^2$ на алюмінієву підкладку товщиною 1мм. Зверху препарат закритий алюмінієвою фольгою товщиною 15 мг/см^2 .

Для вимірювань активності в тонкому джерелі абсолютним методом використовується радіометричний пристрій з лічильником поміщеним у свинцевий захист. Час розділення радіометричного пристрою $\tau = 4.5 \cdot 10^{-4} \text{ с}$, діаметр вхідного вікна лічильника $d = 16 \text{ мм}$.

ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ РОБОТИ

1. Визначити значення коефіцієнта k за формулою (9). Для цього здійснити вимірювання лінійних величин. Що характеризують геометрію експерименту, тобто r і h .
2. Густина повітря вважати рівною $1.29 \cdot 10^{-3} \text{ г/см}^3$, $\delta_{ca} = 3 \text{ мг/см}^2$, $\mu = 5,5 \text{ см}^2/\text{г}$.
3. Виміряти фон, реєструючи імпульси 3 рази протягом 5 хвилин.

4. Вставити у тримач β -радіоактивний препарат і провести вимірювання імпульсів тричі протягом 5 хвилин для кожної із відстаней 20 см, 30 см, 40 см.
5. За формулою (7), враховуючи, що $n_i = n - n_\phi$ та використовуючи формулу (9) визначити активність джерела. Де n і n_ϕ – швидкість лічби, що її дає джерело і природний фон.

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. β -розпад. Основні закономірності β -розпаду.
2. Нейтрино та його властивості.
3. Основні дозиметричні поняття та одиниці вимірювання.
4. Методи визначення активності.

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.

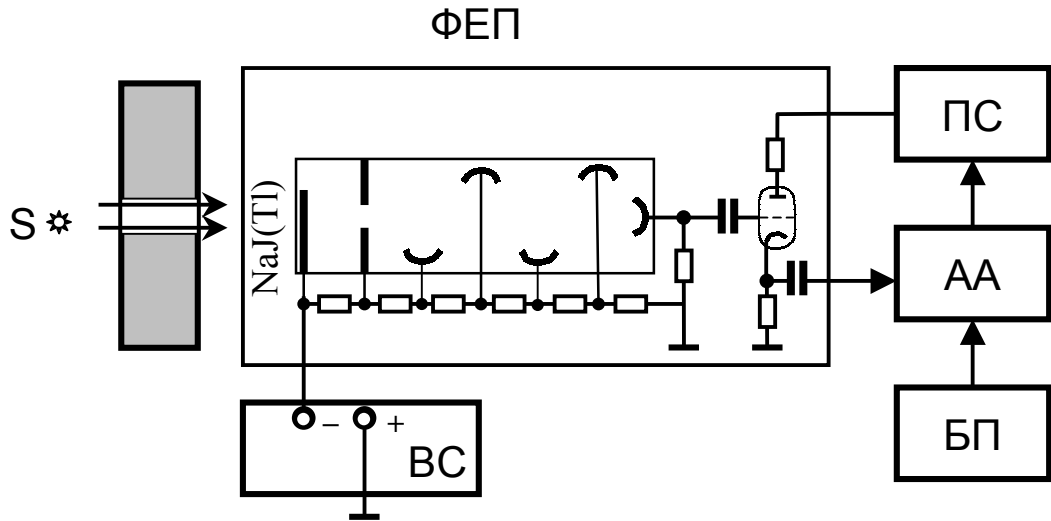
ЛІТЕРАТУРА

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

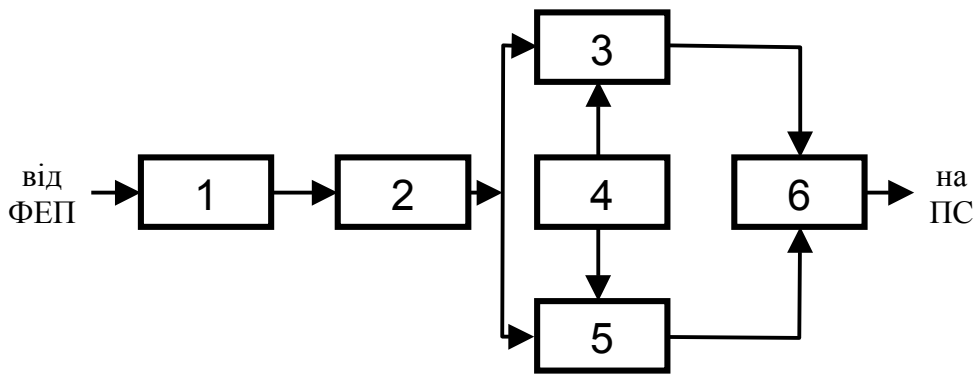
1. Принцип дії спектрометра.
2. Взаємодія гама-квантів з речовиною.
3. Будова диференціального амплітудного аналізатора.
4. Експериментальна установка.
5. Енергетична роздільна здатність приладу.

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 вириває 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 фотоефекті 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 фотоефекті 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 .

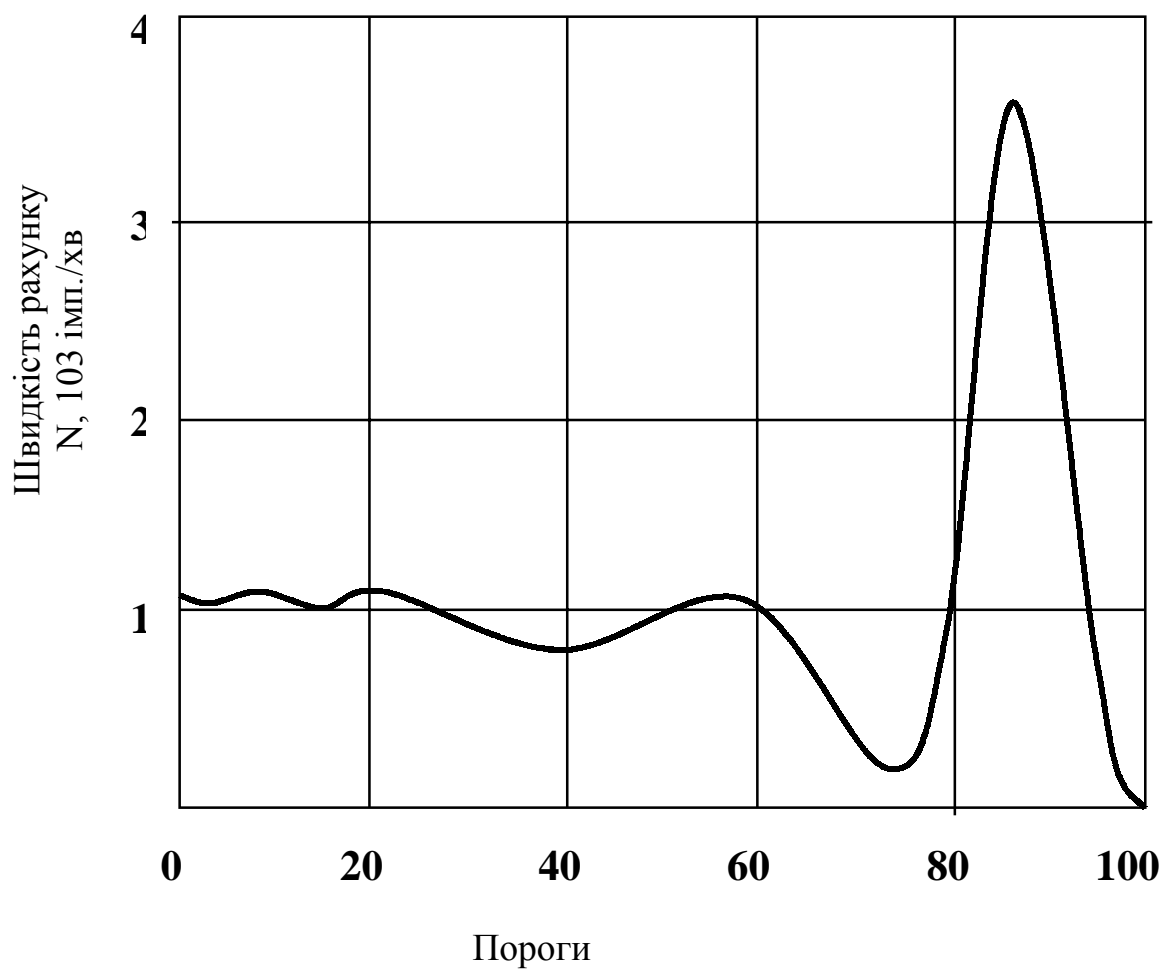
Як приклад, на мал.3 наведено розподіл імпульсів від радіоактивного джерела ^{54}Mn з енергією гама-кванта 0,83 MeV, одержаний за допомогою диференціального амплітудного аналізатора, пік в кінці імпульсного розподілу є піком повного поглинання.

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 keV. 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, флукує, флукує 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 флукує особливо сильно. Підлягає статистичним флуктуаціям і процес помноження 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: градуювання 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 зміниться 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.

$$P = D/t \text{ (Гр/с).}$$

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 – променеви 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 незворотніх 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.

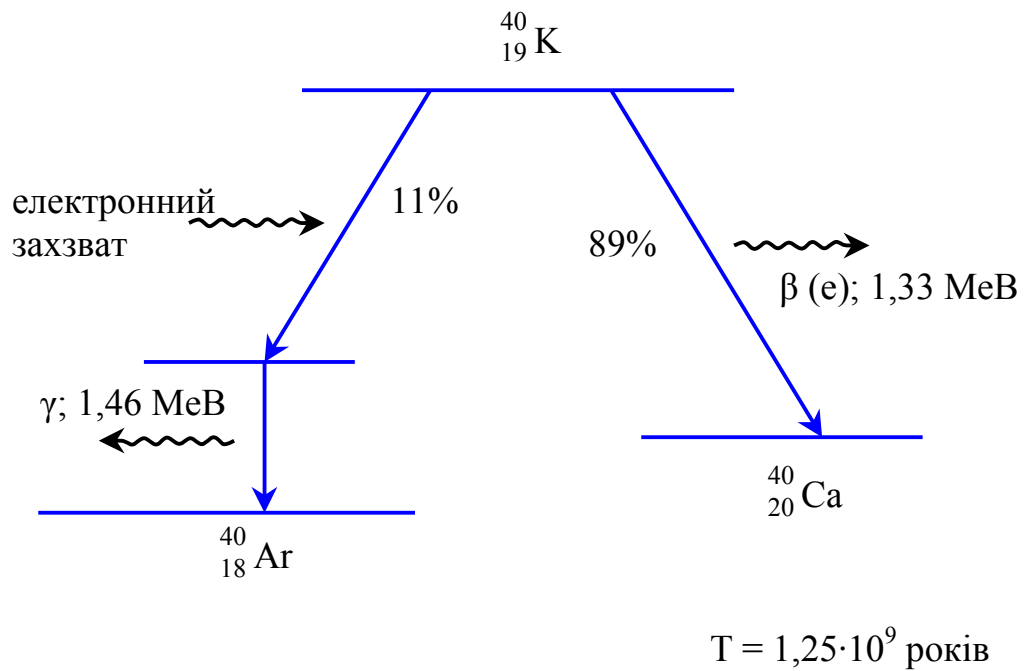
Чистий калій – хімічно досить активна речовина. Тому скористуємось його сполукою – KCl (хлор не радіоактивний).

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 .

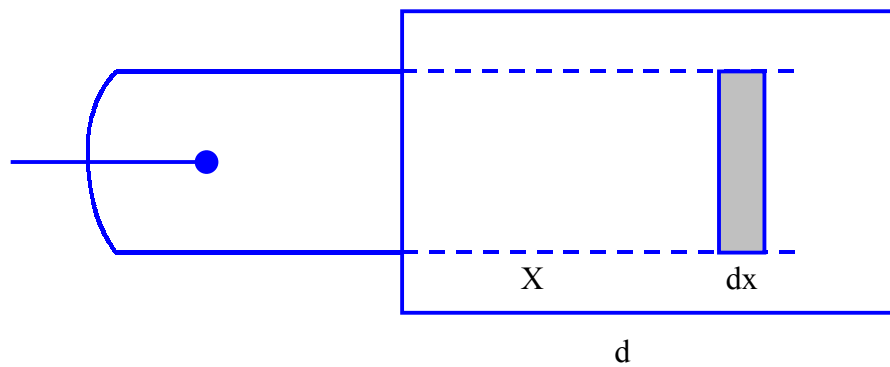
Деякі з цих частинок поглинаються в кристалі, не доходячи до лічильника. З шару товщиною dx вилетить за 1 с dN бета-частинок:

$$dN = \ln 2 nS\phi dx/T, \quad (2)$$

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 відрізнятися 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: 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: $-\infty < x < \infty$.

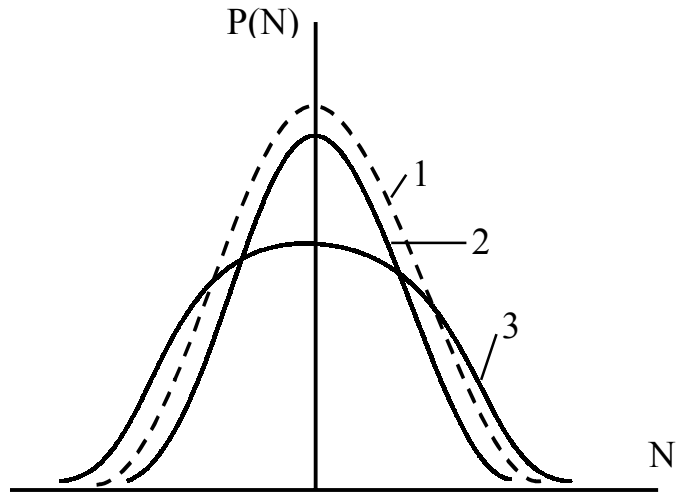
Параметр α визначає середнє значення

$$\bar{x} = \int_{-\infty}^{\infty} \xi f_{\Gamma} d\xi = \alpha.$$

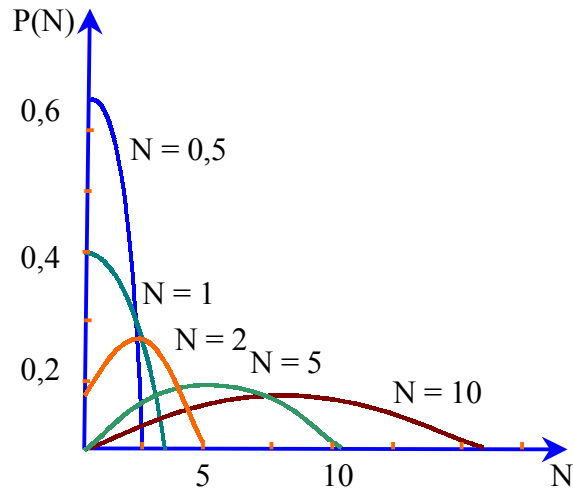
З іншого боку

$$\sigma^2 = \int_{-\infty}^{\infty} (\xi - \alpha)^2 f_{\Gamma} d\xi = \beta^2.$$

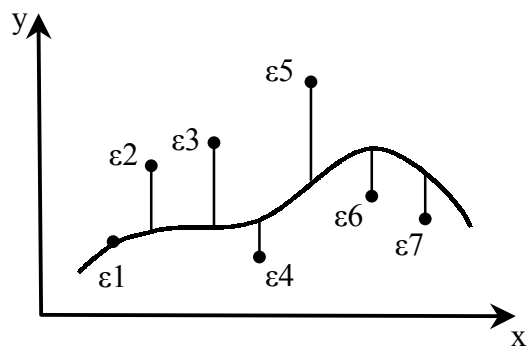
Тому розподіл Гаусса, як правило, записують в формі (2), змінюючи β^2 на σ^2 . Геометрично σ збігається з відстанню від \bar{x} до точок перегину кривої f_{Γ} (мал.1).



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

$$\begin{aligned} P(|x - \bar{x}| \leq 2\sigma) &= 0,954, \\ P(|x - \bar{x}| \leq 3\sigma) &= 0,997, \end{aligned}$$

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 скінченою 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

$$\sum_{i=0}^n (y_i - \sum_{k=0}^{m-1} B_k x_i^k) \frac{x_i^{k'}}{\sigma_i} = 0 \quad (k' = 0, 1, \dots, m-1)$$

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

$$f_{\Gamma} = \frac{1}{\sqrt{2\pi\bar{N}}} e^{-\frac{(N - \bar{N})^2}{2\bar{N}}}$$

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 № 7

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:

$$\int_a^{\xi} p(x) dx = \gamma \quad \text{або} \quad \int_{\xi}^b p(x) dx = \gamma. \quad (8)$$

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 вяснити 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.

Додаток 1

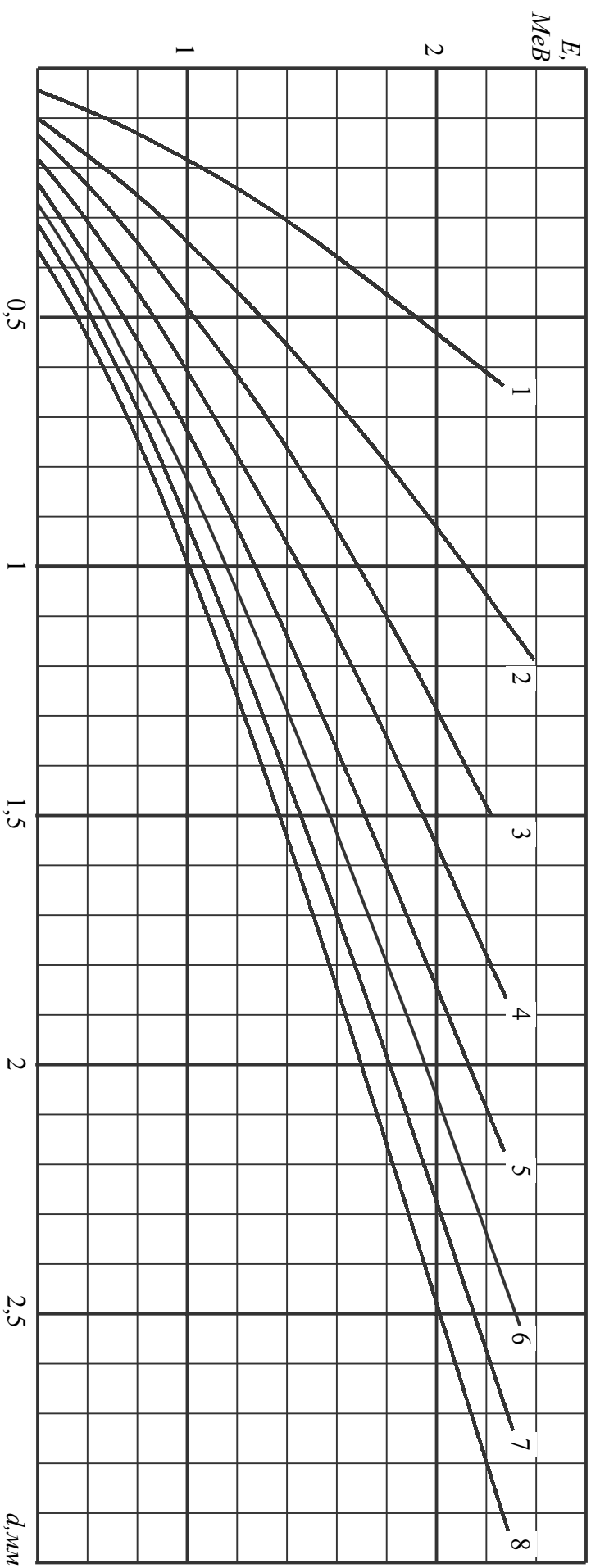
Коефіцієнти послаблення γ -випромінювання (μ/ρ , cm^2/g)		
Енергія, MeV	Алюміній	Свинець
0,1	0,169	5,46
0,2	0,122	0,942
0,4	0,0927	0,220
0,6	0,0779	0,119
0,8	0,0683	0,0866
1,0	0,0614	0,0703
1,5	0,0500	0,0550
2,0	0,0431	0,0463
3,0	0,0360	0,0410
4,0	0,0310	0,0421
6,0	0,0264	0,0436
8,0	0,0241	0,0458
10,0	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



Мал. 2 Номограма для визначення верхньої межі β -спектра за товщиною шару поглинання алюмінію