

Київський національний університет імені Тараса Шевченка

МЕТОДИЧНА РОЗРОБКА З КУРСУ

МЕТОДИ РЕЄСТРАЦІЇ ІОНІЗУЮЧОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ

МЕТОДИЧНІ РЕКОМЕНДАЦІЇ ДО ЛАБОРАТОРНОГО ПРАКТИКУМУ
ДЛЯ СТУДЕНТІВ КАФЕДРИ ЯДЕРНОЇ ФІЗИКИ ФІЗИЧНОГО ФАКУЛЬТЕТУ

Київ

2019

Методичні рекомендації до лабораторного практикуму «Методи реєстрації іонізуючого випромінювання з речовиною» для студентів кафедри ядерної фізики фізичного факультету / Упорядн.: О.А.Безшийко, Л.О. Голінка-Безшийко, І.М. Каденко - К. : 2019. - 82 с.

Рецензенти: С.Й.Вільчинський, д-р фіз.-мат. наук, проф.,
В.А.Кушнір, д-р фіз.-мат. наук.
В.Т.Маслюк, д-р фіз.-мат. наук.
О.О.Парлаг, канд. фіз.-мат. наук,

Затверджено

Радою фізичного факультету

_____ 2019 року

Навчальне видання

Методичні рекомендації до лабораторного практикуму «Методи реєстрації іонізуючого випромінювання» для студентів кафедри ядерної фізики фізичного факультету

Упорядники: БЕЗШИЙКО Олег Анатолійович
ГОЛІНКА-БЕЗШИЙКО Лариса Олександрівна
КАДЕНКО Ігор Миколайович

ЗМІСТ

ВИМОГИ ДО ОФОРМЛЕННЯ ЗВІТІВ З ЛАБОРАТОРНИХ РОБІТ	4
ЛАБОРАТОРНА РОБОТА №1.....	9
СТАТИСТИЧНІ ТА СИСТЕМАТИЧНІ ПОХИБКИ ПРИ ДЕТЕКТУВАННІ ЯДЕРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ	9
ЛАБОРАТОРНА РОБОТА №2.....	14
ЕНЕРГЕТИЧНА КАЛІБРОВКА γ -СПЕКТРОМЕТРА ТА ВИЗНАЧЕННЯ ВПЛИВУ ФОНУ НА РЕЗУЛЬТАТИ ВИМІРЮВАННЯ.....	14
ЛАБОРАТОРНА РОБОТА №3.....	22
КАЛІБРОВКА ЕФЕКТИВНОСТІ НАПІВПРОВІДНИКОВОГО γ - СПЕКТРОМЕТРА	22
ЛАБОРАТОРНА РОБОТА №4.....	32
ВИКОРИСТАННЯ СЦИНТИЛЯЦІЙНИХ ДЕТЕКТОРІВ ДЛЯ ДОСЛІДЖЕННЯ ВЗАЄМОДІЇ γ -КВАНТІВ, А ТА В ЧАСТИНОК З РЕЧОВИНОЮ	32
ЛАБОРАТОРНА РОБОТА №5.....	54
ВИКОРИСТАННЯ НАПІВПРОВІДНИКОВОГО ДЕТЕКТОРА ТА ДЖЕРЕЛА АЛЬФА-ЧАСТИНОК ДЛЯ ВИЗНАЧЕННЯ ТОВЩИН ТОНКИХ ПЛІВОК	54
ЛАБОРАТОРНА РОБОТА №6.....	66
ВИЗНАЧЕННЯ ЕФЕКТИВНОСТІ РЕЄСТРАЦІЇ γ -КВАНТІВ ГАЗОРОЗРЯДНИМ ЛІЧИЛЬНИКОМ (ЛІЧИЛЬНИКОМ ГЕЙГЕРА- МЮЛЛЕРА).....	66
ДОДАТОК 1.	82

ВИМОГИ ДО ОФОРМЛЕННЯ ЗВІТІВ З ЛАБОРАТОРНИХ РОБІТ

Кожний студент готує звіт самостійно в особистому (окремому) зошиті або на аркушах формату А4, що скріплюються разом і фіксуються (зшиваються) в окремій папці, "колективні" звіти є неприпустимими.

Всі звіти в зошитах або папках мають зберігатися до завершення лабораторного практикуму і бути представленими на першу вимогу викладача.

З дозволу викладача допускається підготовка і здавання звіту в електронному вигляді без роздрукування за наявності необхідних технічних засобів (в т.ч. достатньої кількості комп'ютерів) у навчальній лабораторії. Електронна версія звіту з усіма допоміжними файлами експериментальних даних і результатами обробки має бути переданою викладачу на зберігання (формати та умови передачі визначаються викладачем).

Зошит має бути підписаним - прізвище, ім'я та по батькові студента, назва спецкурсу, прізвище викладача, рік та семестр проведення лабораторного практикуму.

Звіт має містити:

- Титульну сторінку при оформленні на аркушах А4 або в електронному вигляді (приклад оформлення титульної сторінки наведено в Додатку 1), назву та номер лабораторної роботи, дату підготовки звіту, місце для підпису викладача про прийняття ним звіту при оформленні в зошиті;
- анотацію лабораторної роботи;
- мету роботи;
- методику виконання лабораторної роботи;
- опис експерименту, що включає:
 - блок-схему експериментальної установки;
 - опис установки, складових блоків та основних параметрів;
 - порядок проведення вимірювань;
 - результати вимірів;
- порядок обробки результатів вимірів, що включає:
 - обробку результатів вимірів;
 - оцінку похибок;
- обговорення та аналіз отриманих результатів;
- висновки;
- список використаних літературних джерел.

Для підготовки звіту дозволено використовувати один з чотирьох форматів документів:

1. *OpenDocument Format (ODF)* - (міжнародний відкритий формат документів, широка підтримка програмного забезпечення, в першу чергу Open Office).
2. *Adobe Portable Document Format (PDF)*.
3. *Microsoft Office формату (DOCX, DOC, RTF)*.
4. *PostScript формат*, при використанні *TEX* необхідно компілювати текст звіту з рисунками в *PostScript* або *PDF* форматі, але надавати викладачу і *TEX* текст також.

Вимоги до змісту розділів звіту

Анотація. В анотації наводиться коротка характеристика змісту лабораторної роботи. Анотація має містити текст, що дає можливість відповісти на питання: "Що є об'єктом дослідження? Що саме досліджується? Який метод застосовується для проведення дослідження? В яких межах змінюються основні параметри? Що вдалося з'ясувати чи визначити, які з результатів є найбільш цікавими і як їх пояснити? Обсяг анотації не має перевищувати 4 – 5 речень (1/5 сторінки). Написання анотації наукової роботи є непростю і дуже важливою справою. Необхідно в максимально стисненому вигляді викласти суть роботи і найважливіші результати, що можуть зацікавити читача звіту.

Мета роботи – одним - двома реченнями визначити основну мету роботи; при цьому уникати опису досягнення цієї мети.

Методика виконання лабораторної роботи. Має бути чітко викладена основна ідея експерименту і подано детальний опис методики проведення вимірів та обробки даних. Спочатку необхідно викласти основні фізичні ідеї та технічні методики для досягнення мети роботи. Має бути чітко зрозумілим те, як буде досягнуто мету лабораторної роботи, з послідовним викладом усіх дій та обґрунтувань, а також формул - інформація для «фізика», «інженера». Необхідно розглянути засоби вимірювання (з посиланням на блок-схему експериментальної установки), а також можливі джерела похибок, при цьому звертаючи увагу на аналіз достовірності результатів, що представляються. У другій частині методики необхідно навести деталізований хід виконання роботи (як описано на прикладі у підрозділі «Проведення вимірювань», також аналогічно детально описати обробку результатів вимірів) - інформація для «лаборанта», безпосереднього виконавця лабораторної роботи. Висвітлення рівня деталізації виконання роботи має бути свідченням виконання лабораторної роботи виконавцем без сторонньої допомоги за мінімальної технічної кваліфікації рівня лаборанта.

Блок-схема експериментальної установки. Необхідно навести блок-схему установки, що є актуальною на момент виконання роботи, при цьому пересвідчившись у відповідності блок-схеми, наведеної у методичних рекомендаціях і реальної конфігурації обладнання лабораторної роботи. За наявності розбіжностей скоригувати схему, попередньо проконсультувавшись з викладачем. Усі скорочення і аббревіатури на блок-схемі мають бути поясненими в подальшому тексті.

Опис установки та встановлених параметрів її складових блоків. У цій частині звіту мають бути наведеними додаткові пояснення до блок-схеми (назви, умовні позначення та номери блоків) та величини параметрів блоків установки (коефіцієнти підсилення, полярності вхідних і вихідних сигналів, параметри формуючих схем тощо). Крім того, необхідно вказати використані матеріали, програмні продукти, тип операційної системи при проведенні вимірювань та розрахунків. Наведена детальна інформація про експериментальну установку та умови експерименту є необхідною для успішного виконання поставлених задач в експериментальній ядерній фізиці. Рекомендується додатково навести електронні знімки (за наявності цифрового фотоапарата або фотокамери мобільного телефону чи інших засобів), на яких зображено з достатнім рівнем деталізації робочу конфігурацію обладнання.

Проведення вимірювань. В цій частині звіту має бути детально описаною послідовність дій, які мають бути виконаними для отримання експериментальних даних. Необхідно максимально детально розглянути послідовність дій в цій частині, при цьому даної інформації має бути достатньо, щоб таку послідовність могла коректно повторити людина з мінімальним рівнем кваліфікації (лаборант), при цьому треба уникати тексту, що може бути інтерпретованим неоднозначно. Тобто, записи мають бути на такому рівні деталізації: «Запускаю вимірювання на 30 сек., для цього натискаю на блоці Х кнопку вибору часу «30» (30 сек.) і після цього натискаю клавішу «Пуск»». Також мають бути чітко прописаними або отримані величини, або назви файлів з цими величинами (у випадку їх великої кількості). З отриманими експериментальними даними не проводяться жодні попередні обробки (усереднення, нормування і т. п.), лише записуються первинні результати, які отримано з використанням приладів. При написанні пунктів цієї частини також рекомендується робити посилання на пункти *Методики виконання лабораторної роботи*. Тобто: «Згідно пункту (вказати номер пункту) *Методики виконання лабораторної роботи* запускаю вимірювання на 30 сек.(і далі, як наведено вище)».

Результати вимірів. В цій частині наводяться отримані в частині *Проведення вимірювань* експериментальні дані. На відміну від попередньої частини отримані дані групуються в таблиці та блоки, що є зручними для аналізу. Великі масиви даних мають

знаходитись в файлах. Обов'язково мають бути наведеними всі назви змінних у таблицях, скорочення назв величин, явно вказано одиниці вимірювання для кожної з величин тощо. Крім назв файлів даних також вказують файли, де зберігаються цифрові фотографії експериментальної установки (якщо такі фотографії було зроблено – дивись частину *Опис установки та установлених параметрів її складових блоків*).

Обробка результатів вимірів. У даному розділі мають бути детально описаними всі процедури обробки і перетворення початкових даних, які отримані в частині *Проведення вимірювань*, із записом усіх формул, що при цьому використовуються. Обов'язково необхідно проводити посилання на пункти *Методики виконання лабораторної роботи*. В жодному разі не можна уникати проміжних розрахунків. У тих випадках, коли необхідно проводити достатньо складні розрахунки із використанням математичних пакетів чи спеціально написаних програм, необхідно вказати назви файлів, де реалізовано необхідні алгоритми, та, відповідно, назви файлів з вхідними та вихідними даними. Всі файли мають бути доступними викладачеві для перевірки під час здавання звіту. Рекомендується використовувати для розрахунків або спеціалізовані математичні пакети (MathCAD, MATLAB, Maple, Mathematica), або, як виняток, програми, написані самостійно на FORTRAN чи C(C++). Для статистичної обробки отриманих даних та для представлення результатів обробки у графічному вигляді можна користуватися програмними пакетами Origin, gnuplot та ін. Конкретні вимоги та рекомендації з використання програмних інструментів уточнюються викладачем. Навіть при використанні спеціалізованих програмних продуктів для проведення розрахунків, у тексті звіту мають бути прописаними основні формули та етапи розрахунків з посиланнями на відповідні місця в файлах для математичних пакетів чи програм. При проведенні розрахунків необхідно активно користуватися загально прийнятими методами оцінки параметрів (метод найменших квадратів, критерій χ^2 і т.п.)

Оцінка похибок. Для всіх даних, що отримуються при розрахунках в частині *Обробка результатів вимірів*, необхідно навести оцінку похибок. Якщо похибки є відсутніми, необхідно обґрунтування їх відсутності (нехтування, бо відносно малі; неможливо визначити і т. п.). Також необхідно коректно використовувати розрахунки похибок непрямих вимірювань, критерій χ^2 , тощо. Де можливо необхідно оцінювати похибки вхідних даних для розрахунків (які безпосередньо вимірювались в роботі).

Обговорення та аналіз отриманих результатів. У даному розділі необхідно навести аналіз отриманих результатів, порівняти експериментально отримані величини із табличними, або теоретично розрахованими даними, пояснити можливі розбіжності та похибки, запропонувати своє бачення використаної методики, запропонувати шляхи покращення методики проведення лабораторної роботи (самостійні власні пропозиції в цій частині особливо враховуються при оцінюванні роботи).

Висновки. В цьому розділі необхідно більш розширено, ніж в *Анотації*, але не більше ніж на половині сторінки, дати коротку характеристику змісту лабораторної роботи. У висновках мають бути вказаними об'єкт дослідження, метод дослідження, діапазон змінюваних параметрів, що вдалося з'ясувати чи визначити, суттєві похибки (особливо систематичні), найбільш важливі результати, пропозиції щодо покращення методики виконання лабораторної роботи, тощо.

Список використаних літературних джерел. Необхідно дати посилання на всі джерела інформації, що використовувалися в роботі (книжки, журнали, Web сторінки, бази і таблиці даних, програмні інструменти з їх версіями).

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА №1

СТАТИСТИЧНІ ТА СИСТЕМАТИЧНІ ПОХИБКИ ПРИ ДЕТЕКТУВАННІ ЯДЕРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ

Теоретична частина

Для виконання роботи перед її початком необхідно ознайомитись з теоретичними основами оцінки статистичних та систематичних похибок по [1]. Також корисно для поглибленого розуміння ознайомитись із додатковою літературою [2], [3], [4] та [5, лаб. робота №6].

Розуміння та опанування методів обчислення та оцінки статистичних та систематичних похибок є наріжним каменем подальшої ефективної експериментальної роботи фізика-ядерника та успішного виконання наступних лабораторних робіт. Тому самостійне оволодіння знаннями та методами в обсязі, не меншому, ніж наведено в [1], є обов'язковою умовою виконання даної роботи. Нижче скорочено наводяться основні моменти, на які треба звернути увагу при вивченні літературних джерел.

Проведення будь-якого експерименту з метою отримання експериментального результату супроводжується впливом на нього джерел статистичних та систематичних похибок, наслідки якого знаходять відображення у їх достовірній оцінці.

Статистичні похибки виявляються та можуть бути оціненими на підставі проведення повторних вимірювань за однакових умов. Систематичні похибки є набагато складнішими для виявлення, але їх урахування та контроль є одним із головних завдань фізика-експериментатора.

Для опису щільності розподілу експериментальних величин x , одним із параметрів якого є стандартне відхилення використовують у більшості випадків вираз (так званий нормальний розподіл (розподілом Гауса))

$$f(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}\right),$$

де μ – середнє значення (що очікується) величини x , σ - стандартне відхилення,

за умови, що виконуються три припущення, а саме, поява події у момент часу t не залежить від історії подій до цього моменту; випадкова величина може приймати лише цілі додаткові значення, події, які відносяться до неперекриваючихся інтервалів, статистично незалежні, якщо довжина інтервалу $t \rightarrow 0$, то ймовірність P_1 також наближається до нуля, як

нескінченно мала першого порядку, а ймовірності P2, P3, і т. д. наближаються до нуля, як нескінченно малі найбільш високого порядку; потік подій у ядерно-фізичному експерименті може бути описаним з використанням розподілу Пуассона.

В ядерно-фізичному експерименті дуже поширене використання розподілу Пуассона (ймовірність для ν відліків за визначений інтервал часу вимірювання при середньому значенні відліків μ) :

$$p_{\mu}(\nu) = e^{-\mu} \frac{\mu^{\nu}}{\nu!},$$

- В цьому розподілі стандартне відхилення визначається як $\sigma_{\nu} = \sqrt{\mu}$

Для таких розподілів оцінка очікуваного середнього значення експериментально виміряних величин визначається як їх середнє, а стандартне відхилення розраховується за

формулою $\sigma = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (x_i - \mu)^2}$, де N – кількість повторюваних вимірювань.

Розподіл Пуассона при достатньо великих значеннях μ (кілька десятків та більше) можна наближено описувати розподілом Гауса, в якому $\sigma = \sqrt{\mu}$.

$$f(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\mu}} \exp\left(-\frac{(x-\mu)^2}{2\mu}\right)$$

Абсолютна похибка при такому нормальному розподілі вкладається в інтервал $\pm\sigma$ із довірчою ймовірністю 0.68, а в інтервал $\pm 2\sigma$ - із довірчою ймовірністю ≈ 0.95 .

Відносна похибка для 0.68 значення ймовірності дорівнює: $\frac{\sigma}{\mu} = \frac{\sqrt{\mu}}{\mu} = \frac{1}{\sqrt{\mu}}$.

Стандартне відхилення середнього є меншим за стандартне відхилення величини в одиничному вимірюванні в \sqrt{N} раз: $\sigma_{\bar{x}} = \frac{\sigma_x}{\sqrt{N}}$.

Критерій χ^2 дозволяє оцінити, як добре той чи інший розподіл дозволяє описати експериментальні дані.

Збільшуючи кількість повторів вимірювання можна нескінченно зменшувати відносну статистичну похибку визначення середнього значення, але при цьому після деякої межі основний внесок почнуть вносити систематичні похибки.

Блок – схему установки для проведення лабораторної роботи приведено на рис.1.

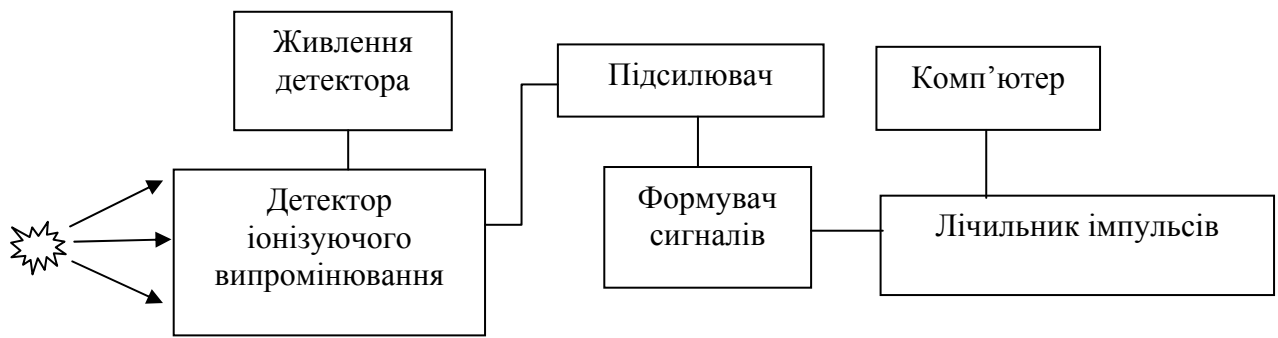


Рис. 1. Блок-схема установки.

Детектором може слугувати сцинтиляційний, напівпровідниковий, або лічильник Гейгера-Мюллера, що є у наявності в лабораторії.

Під управлінням комп'ютера лічильником проводиться підрахунок кількості сигналів подій із детектора за визначений проміжок часу. Автоматично таке вимірювання повторюється багато раз. Підсилювач і формувач сигналів дозволяють узгодити вихід детектора із входом лічильника по амплітуді і формі сигналу.

Мета роботи

Ознайомитись з розрахунками статистичних похибок та оцінкою систематичних похибок при детектуванні ядерного випромінювання

Завдання

1. Ознайомитись з вимогами по підготовці звіту про виконання лабораторної роботи.
2. Ознайомитись з апаратурою, необхідною для роботи. Зробити записи про склад та функціональне призначення цієї апаратури.
3. Зібрати установку для проведення експерименту. Згідно блок-схеми (рис. 1) підібрати параметри складових установки (консультуючись із викладачем чи відповідальним за функціонування апаратури в лабораторії).
4. Підібрати достатньо інтенсивне джерело γ -випромінювання або β -частинок.
5. *Вивчення розподілу Пуассона.* Установити такий час одного виміру, щоб забезпечити кілька тисяч вимірів за кілька хвилин. При цьому під час набору мають детектуватися 1-4 відліків в середньому за один вимір. Для цього зручно міряти або фон, або інтенсивність джерела γ -випромінювання, розташованого на великій відстані від детектора. Наприклад, час одного виміру може становити 0.2 с. при кількості повторів вимірювання 1000. Записати файл з отриманими даними.

6. Повторити п.5, збільшивши час одного виміру до 1-2 с. і змінивши кількість вимірів приблизно до 300. При цьому за час виміру мають реєструватися приблизно стільки ж імпульсів, скільки і в п.5 (для цього можна покласти радіоактивне джерело на більшу відстань від детектора, або підняти поріг дискримінатору імпульсів; можна також зменшувати підсилення підсилювача чи високу напругу живлення при використанні сцинтиляційного детектора). Проконтролювати за допомогою осцилографа свої дії. Таке вимірювання дозволить вивчити можливий вплив нестабільності визначення часу одного вимірювання з використанням комп'ютера. Записати файл даних.
7. Для *вивчення розподілу Гауса* вибрати кількість повторів вимірювання близько 1000. Кількість відліків в одному вимірюванні має становити від 100 до 300 (регулюється відстанню від джерела випромінювання до детектора). Записати файл даних.
8. *Вивчення систематичних похибок* при малій статистичній похибці. Розмістити джерело як найближче до детектора, опустити поріг дискримінатора до величини, трохи вищої за рівень шумів та наводок (при цьому забезпечується найбільша швидкість лічби). Вибрати час одного виміру (1 - 3 с.), щоб число відліків було більшим за 10000. Зробити від 300 до 1000 таких вимірів. Збережіть файл даних.
9. Визначити для всіх даних, отриманих у п. 5-8, середні значення, стандартні відхилення одиничного вимірювання, стандартне відхилення середнього, абсолютну та відносну похибку при 0.68 та 0.95 значеннях довірчої імовірності. Порівняти експериментальні похибки із розрахованими теоретично ([1], ст. 12-101).
10. Дані в п.7 відокремити у послідовні серії по 30 вимірів. Для кожної серії визначити середнє значення та похибку середнього кожної окремої серії. Вивчити залежність значень в залежності від серії. Побудувати одну серію із середніх значень і для неї знайти середнє значення та стандартне відхилення окремого вимірювання і середнього значення. Порівняти їх із такими ж для усього набору даних. Порівняти результати з очікуваними теоретичними. Оцінити можливі систематичні похибки.
11. Повторити п.10 для набору даних із п.8.
12. Для даних п.5 перевірити їх відповідність розподілу Пуассона. Для розрахованого попередньо середнього значення побудувати теоретичну криву і на основі критерію χ^2 зробити висновки про відповідність розподілу до розподілу Пуассона ([1], ст. 213-248).
13. Повторити п. 12 для даних із п.7, тільки, використовуючи нормальний розподіл Гауса ([1], ст.106-147, 223-247).

Контрольні питання

1. Як пов'язані середні значення відліків у вимірюваннях, похибка окремого вимірювання, похибка середнього значення та кількість вимірювань?
2. Що таке довірчий інтервал і довірна ймовірність?
3. Що таке розподіл Гауса та Пуассона?
4. Чим відрізняються статистична та систематична похибки?
5. Що таке принцип максимальної правдоподібності ([1], п.5.5)?
6. Що таке критерій χ^2 ?
7. Як враховувати похибки в непрямих вимірюваннях ([1], розд.3)?

Рекомендована література

1. Дж. Тейлор. Введение в теорию ошибок. М., «Мир», 1985.
2. А.И.Абрамов, Ю.А.Казанский, Е.С.Матусевич. Основы экспериментальных методов ядерной физики. М., Энергоатомиздат, 1985, ст. 6-27.
3. В.К.Гришин, Ф.А.Живописцев, В.А.Иванов. Математическая обработка и интерпретация физического эксперимента. М., МГУ, 1988.
4. Гольданский В.И. и др. Статистика отсчетов при регистрации ядерных частиц, гл .1, п.1-4.—М., Физматгиз, 1959.
5. В.С.Погорелов, І.М.Дмитрук, Б.Ю.Лещенко, В.П.Букало, С.М.Толстая. Методичні вказівки до виконання лабораторних робіт з ядерної фізики. К: РВЦ «Київський університет», 1998.

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА №2

ЕНЕРГЕТИЧНА КАЛІБРОВКА γ -СПЕКТРОМЕТРА ТА ВИЗНАЧЕННЯ ВПЛИВУ ФОНУ НА РЕЗУЛЬТАТИ ВИМІРЮВАННЯ

Теоретична частина

При визначенні енергії іонізуючого випромінювання реєструється не безпосередньо енергія зареєстрованої частинки, а значення величини, що є пропорційним цій енергії. Для різних детекторів і спектрометрів ці величини є різними, але найбільш поширеним є перетворення енергії іонізуючої частинки в імпульс напруги, амплітуда якого є пропорційною цій енергії. Якщо по осі ОХ відкласти значення максимальної амплітуди імпульсу напруги, а по осі ОУ – значення відповідної їй енергії, то можна побудувати криву залежності енергії від амплітуди імпульсу напруги. Оскільки для обробки на комп'ютері амплітуду напруги оцифровують в амплітудно-цифровому перетворювачі аналізатора імпульсів, по осі ОХ відкладають канали аналізатора імпульсів. Наприклад, при використанні 1000-канального аналізатора та діапазоні вхідного сигналу $0 \div 1$ В, ширина одного каналу складає 1 мВ. Тобто, сигнали з максимальною амплітудою між 0 та 1 мВ зареєструються у першому каналі, між 1 і 2 мВ у другому каналі і т.д., між 999 та 1000 мВ – у тисячному каналі аналізатора.

Для визначення кількості відліків в піці використовують різні підходи. Найпростіший спосіб полягає у тому, щоб підрахувати суму відліків в каналах від N_L (лівий канал) до N_R (правий канал) (дивіться рис. 1), де N_L та N_R визначаються як канали, де приблизно закінчуються зона швидкої зміни кількості відліків в каналах (зона піку) і починається зона плавної зміни кількості відліків в каналах (фон).

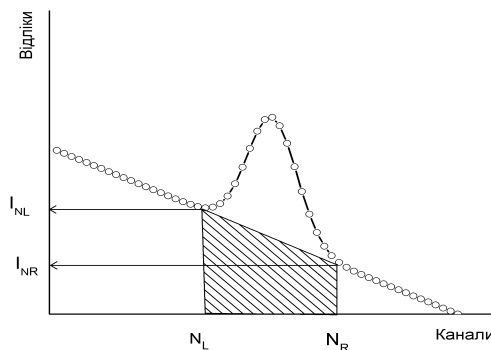


Рис. 1. Визначення площі піку.

Зрозуміло, що при такому підході площа піку (сумарна кількість відліків від N_L до N_R) буде сильно залежати від вибору каналів N_L і N_R , а також від величини фону під піком, що може сильно змінюватися. При більш коректному підході фон потрібно віднімати. Найпростіший спосіб для цього – від площі під піком відняти площу трапеції, у якій верхня сторона є відрізком, що з'єднує точки (N_L, I_{NL}) та (N_R, I_{NR}) , де I_{NL} і I_{NR} – кількість відліків в каналі N_L і N_R , відповідно (див. рис. 1). При прецизійних вимірюваннях частина спектру в районі піку описується як сума функції фону (як правило пряма чи парабола) та функції піку (найбільш часто використовують функцію Гауса).

Суть енергетичної калібровки схожа на градування термометра і полягає в наступному:

1. Використовуючи джерело з іонізуючим випромінюванням відомої енергії E_1 визначаємо, яка величина в каналах відповідає цій енергії. У випадку γ -квантів, коли використовуються напівпровідниковий (рис. 2) або сцинтиляційний детектори (рис. 3), можна брати абсцису центру розподілу, або вершину відповідного фотопіку (піку повного поглинання) для визначення номеру каналу, який відповідає цій енергії E_1 . Для прецизійних вимірювань описують пік гаусоподібною функцією з використанням методу найменших квадратів, а параметр центру піку використовують як точку прив'язки до відповідної енергії.

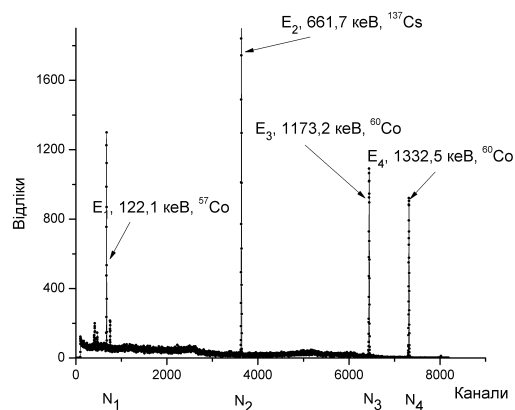


Рис. 2. Спектр γ -квантів напівпровідникового детектора з надчистого германія (HPGe)

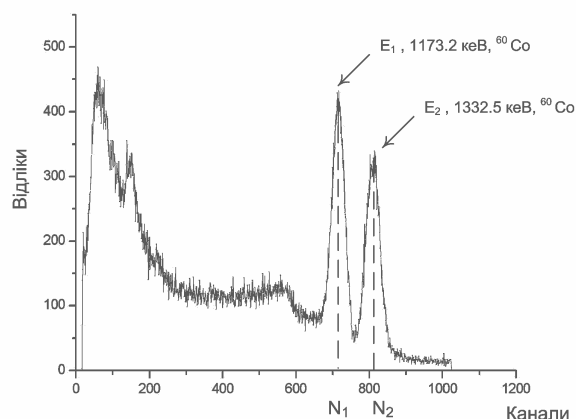


Рис. 3. Спектр сцинтиляційного детектора з кристалом NaI(Tl) для γ -квантів джерела ^{60}Co

Необхідно підкреслити, що значення каналу, який відповідає енергії E_1 , може бути не цілою величиною, більш того округлення до цілої може призвести до помітних похибок у кінцевому результаті. В γ -спектрах напівпровідникового (рис. 2) і сцинтиляційного детектора (рис. 3) по осі OX відкладено номер каналу, по осі OY – кількість γ -квантів, які призвели до сигналу в детекторі, амплітуда якого відповідає номеру каналу.

2. Далі на графіку відкладаємо точку з ординатою, що дорівнює енергії E_1 та з абсцисою, яка дорівнює номеру каналу, визначеному в пункті 1 (дивіться рис. 4).

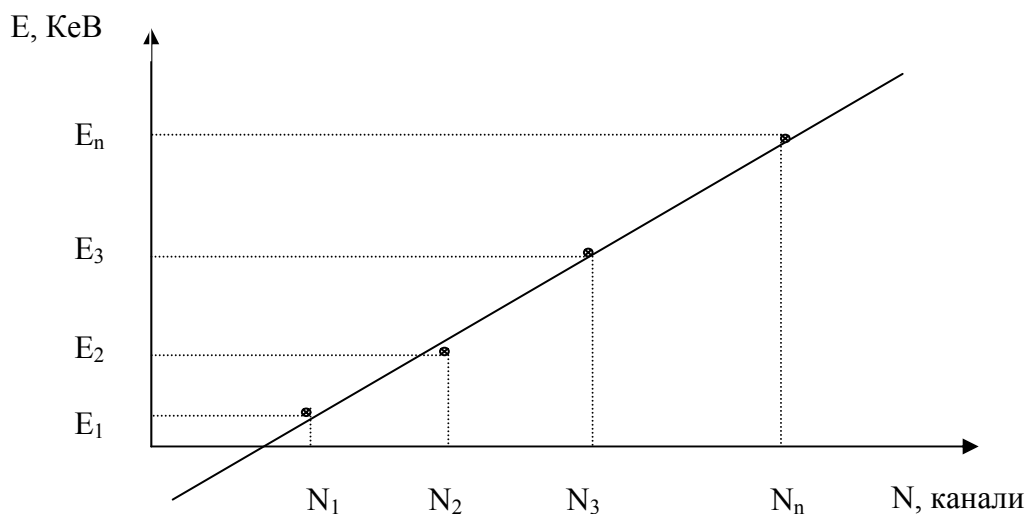


Рис. 4. Калібровочна пряма.

3. Повторюємо пункти 1, 2 для енергій $E_2, E_3 \dots E_n$, де n – кількість різних енергій і відповідних цим енергіям точок на графіку. В результаті отримаємо набір точок, через які методом найменших квадратів проведемо криву (як правило використовують або пряму, або параболу (для більшої точності). Параметри цієї кривої і є калібровочними коефіцієнтами. Наприклад, рівняння прямої $E = A \cdot N + B$. A – нахил прямої, B – зсув нуля (коли $N = 0$, B – точка на осі OY , через яку проходить пряма). За допомогою метода найменших квадратів можна знайти похибки ΔA , ΔB визначення коефіцієнтів A та B , та визначити похибку визначення енергії ядерного випромінювання ([1], розділ 8). Тобто, зареєструвавши пік невідомої енергії, треба визначити номер каналу, в якому він знаходиться. Далі по формулі $E = A \cdot N + B$ визначити E та, використовуючи формули для розрахунку похибки функції, можна визначити похибку визначення енергії ΔE . Як правило, при коректних вимірюваннях похибка визначення енергії гамма-квантів в кілька разів (5-10) менша за ширину на половині висоти піку повного поглинання (ця величина характеризує роздільну здатність детектора), який відповідає цій енергії. Ширина на половині висоти піку повного поглинання характеризує роздільну здатність детектора і позначається в українській і російській мовах – ПШПВ (повна ширина на половині висоти), а в англійській – FWHM (Full Width at Half Maximum). Для напівпровідникових детекторів із надчистого германію (позначаються як HPGe – **H**igh **P**urity **G**ermanium) ПШПВ для піку повного поглинання з енергією 1332 кеВ (гамма-лінія джерела ^{60}Co) є зазвичай меншою за 2 кеВ. Для сцинтиляційного детектору з кристалом NaI(Tl), який є найбільш поширеним на сьогодні сцинтилятором, ця величина складає близько 5 - 6 %. Хоча як

правило для сцинтиляційних детекторів прийнято вказувати FWHM для γ -лінії 662 кеВ джерела ^{137}Cs , для цієї енергії роздільна здатність десь в півтора рази гірша (7 – 9 %). Зауважимо, що на рис. 2 і рис. 3 однакові позначення E_i та N_i не пов'язані між собою, калібровка для кожного детектора своя. Також можна використовувати різні спектри для спільної калібровки, якщо вони набиралися в однакових умовах.

Тепер розглянемо вплив фону на кінцеву похибку визначення результату. При визначенні інтенсивності джерела (кількості усіх імпульсів детектора за одиницю часу) чи визначенні площі піка від джерела, що досліджується, ми майже завжди зіштовхуємося з необхідністю врахування фону. Тобто, крім сигналів від джерела, яке нас цікавить, детектор реєструє фонові сигнали від заважаючих джерел різної природи. Це можуть бути і природні радіонукліди (наприклад, ^{40}K , ^{232}Th та його дочірні радіоактивні елементи – продукти розпаду, урановий ряд продуктів розпаду та інші), космічне випромінювання, електромагнітні наводки, електронні шуми реєструючої апаратури. Якщо статистичний розподіл цих сигналів відповідає нормальному закону, тоді легко визначити і інтенсивність джерела, і похибку її визначення, розглядаючи фон як додаткове статистичне джерело. Це найпростіший випадок розрахунку похибок в непрямих вимірюваннях ([1], розділ. 3).

Спочатку необхідно виміряти кількість відліків фону $N_{\text{ф}}$.

Далі вимірюється кількість відліків джерела разом з фоновими відліками $N_{\text{дж+ф}}$. Чиста кількість відліків дорівнює $N_{\text{дж}} = N_{\text{дж+ф}} - N_{\text{ф}}$, абсолютна та відносні похибки при 68% довірчій імовірності $\Delta N_{\text{дж}} = (N_{\text{дж+ф}} + N_{\text{ф}})^{1/2}$, $\Delta N_{\text{дж}} / N_{\text{дж}} = (N_{\text{дж+ф}} + N_{\text{ф}})^{1/2} / N_{\text{дж+ф}} - N_{\text{ф}}$.

При записі цих формул вважається, що значення в окремому вимірюванні приблизно дорівнює середньому значенню. Це справджується з достатньою точністю, коли відносна похибка вимірювання суттєво менше одиниці. Справді, в деякому наближенні середнє значення вимірювань N_c можна приблизно представити у вигляді $N_c = N \pm \sigma$ (значення N окремого вимірювання відрізняється від середнього на величину порядку стандартного відхилення σ). Для розподілу Пуассона похибка $\Delta N = \sqrt{N_c} \implies \Delta N = \sqrt{N \pm \sigma}$. Якщо σ набагато менша від N (маленька відносна похибка), то нею можна знехтувати. В цьому наближенні $\Delta N = \sqrt{N}$ (ця формула є дуже зручною для швидкої приблизної оцінки похибки окремого вимірювання). Такий підхід є виправданим при достатньо великих значеннях N (вже при $N=100$ похибка окремого вимірювання менша приблизно в десять разів від значення окремого вимірювання, і в цьому випадку $\Delta N \approx \sqrt{100} = 10$).

Інтенсивність лічби детектора від джерела $I = N_{\text{дж}} / t$, де t - час вимірювання. Активність A можна визначити, якщо відома ефективність реєстрації детектора ε та відносний тілесний кут $\Omega/4\pi$, під яким видно детектор із джерела.
$$I = \frac{\varepsilon \cdot \Omega \cdot A}{4\pi}.$$

Для фотопіків в гамма-спектрах напівпровідникових детекторів фон утворюється, як правило, плавним неперервним розподілом від комптонівського розсіювання заважаючих гамма-ліній з енергією, більшою за ту, що досліджується. Для сцинтиляційних детекторів внаслідок недостатньо високої роздільної здатності помітний внесок можуть вносити також хвости інших піків. Наприклад, на рис. 3 більш низькоенергетичний пік стоїть на невеликій «підставці», що утворюється лівим хвостом більш високоенергетичного піку. Також неважко зрозуміти, що відносний внесок від неперервного комптонівського розподілу заважаючих гамма-ліній буде зменшуватися із покращанням роздільної здатності детектора по енергії. При цьому ширина фотопіку буде зменшуватися, і менша частина неперервного фону буде попадати в зону під піком. Тому для напівпровідникових детекторів відношення сигнал/фон є суттєво кращим порівняно зі сцинтиляційними.

Для визначення енергій гамма-квантів розпаду та інших характеристик радіоактивних ядер використовувати програму Radiation Decay [5] та інформацію з бази даних ENSDF [6].

Мета роботи

Навчитися проводити енергетичну калібровку γ -спектрометрів зі сцинтиляційним та напівпровідниковим детектором та дослідити вплив фону на результати визначення площ піків гамма-спектрів

Завдання

1. Ознайомитись з вимогами по підготовці звіту про виконання лабораторної роботи.
2. Ознайомитись з апаратурою, необхідною для роботи. Ознайомитись із блок-схемою експериментальної установки (рис.5). Зробити записи про склад, функціональне призначення цієї апаратури.

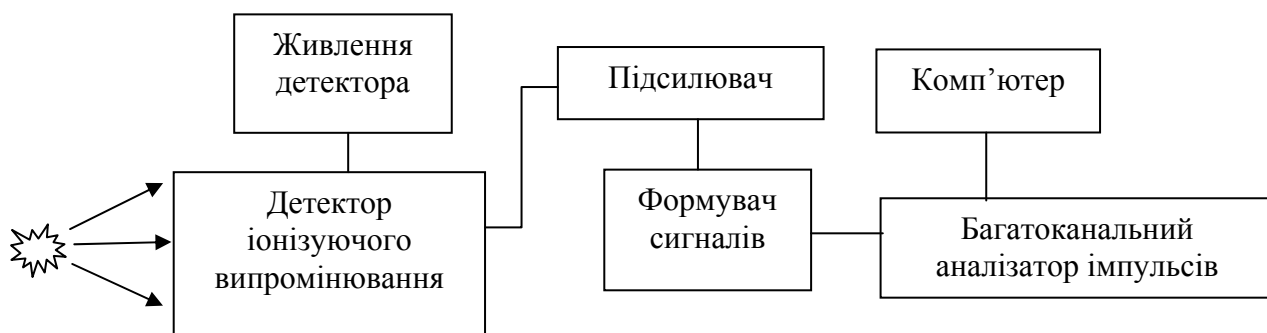


Рис. 5. Блок-схема експериментальної установки.

3. Зібрати установку згідно блок-схеми, в якій в якості детектора іонізуючого випромінювання використовується напівпровідниковий детектор з надчистого германію (HPGe). Інші складові установки (підсилювач, формувач сигналів, аналізатор і т.п.) вибрати згідно рекомендацій викладача та технічних описів. Наприклад, при використанні HPGe фірми Canberra можна скористатися інтегрованим аналізатором Inspector. Підібрати параметри складових установки (консультуючись із викладачем чи відповідальним за функціонування апаратури в лабораторії).
4. Провести набір гамма-спектрів від калібрувальних джерел. Для напівпровідникового детектора можна розташувати джерела на різних відстанях від детектора, так, щоб інтенсивності фотопіків в спектрі від різних джерел були приблизно одного порядку. При цьому достатньо набрати лише один спектр. Необхідно використовувати якомога більше точок для калібрування. Рекомендовані джерела для калібрування за енергією - ^{60}Co , ^{137}Cs , ^{22}Na , ^{241}Am , $^{108\text{m}}\text{Ag}$, ^{133}Ba , ^{226}Ra , ^{228}Th . Конкретний набір джерел уточнюється викладачем.
5. Провести калібровку, визначити параметри калібровочної кривої (прямої або параболи), їх похибки.
6. Порівняти розраховані енергії калібровочних ліній з використанням отриманої калібровки з табличними даними. Проаналізувати отримані результати та зробити висновки.
7. Розташувати одне з джерел, що виступатиме в якості досліджуваного, на такій відстані, щоб швидкість набору вибраного піку від цього джерела була порядку одного імпульсу за секунду.
8. Набрати спектр цього джерела за час t , щоб в піці було приблизно 500 імпульсів. Обрахувати площу піка, інтенсивність набору піку та їх абсолютні та відносні похибки.
9. Вибрати джерело, комптонівський розподіл якого створюватиме фонову підставку для піку, що досліджується. Розташувати фонове джерело на такій відстані, щоб загальна

швидкість набору спектру становила кілька сот імпульсів за секунду. Досліджуване джерело повинно знаходитися в тому ж місці, що і пункті 7. Набрати спектр, обрахувати площу досліджуваного піку з урахуванням фону, інтенсивність набору піку, їх абсолютні та відносні похибки.

10. Розташувати фонове джерело на такій відстані, щоб загальна швидкість набору спектру становила кілька тисяч імпульсів за секунду. Досліджуване джерело залишається на тому ж місці. Набрати спектр, обрахувати площу досліджуваного піку з урахуванням фону, інтенсивність набору піку, їх абсолютні та відносні похибки.
11. Порівняти результати п.8-10, провести аналіз та зробити висновки.
12. Зібрати установку згідно блок-схеми, в якій в якості детектора іонізуючого випромінювання використовується сцинтиляційний детектор з кристалом NaJ(Tl). Інші складові установки (підсилювач, формувач сигналів, аналізатор і т.п.) вибрати згідно рекомендацій викладача та технічних описів. Підібрати параметри складових установки (консультуючись із викладачем чи відповідальним за функціонування апаратури в лабораторії).
13. Повторити дії, наведені в п. 4-11. Калібрувальні спектри набирати для кожного джерела окремо. Для калібрування використовувати лінійну функцію.
14. Порівняти результати вимірів, отримані за допомогою напівпровідникового та сцинтиляційного детекторів, провести їх аналіз та зробити висновки.

Контрольні питання та завдання

1. Розв'язати задачі №№43, 44, 45, 46, 47 із збірника задач [2].
2. Пояснити ідею методу найменших квадратів та зв'язок його з принципом максимуму правдоподібності.
3. Розповісти про основні види взаємодії гамма-квантів з речовиною.

Рекомендована література

1. Дж. Тейлор. Введение в теорию ошибок. М., «Мир», 1985.
2. Б.Ю. Лещенко. “Задачі до курсів “Взаємодія іонізуючого випромінювання з речовиною”, “Методи реєстрації ядерного випромінювання” , “Детектори ядерного випромінювання”, “Ядерна фізика”” К., КУ, 2002.
3. В.К.Гришин, Ф.А.Живописцев, В.А.Иванов. Математическая обработка и интерпретация физического эксперимента. М., МГУ, 1988.

4. А.И.Абрамов, Ю.А.Казанский, Е.С.Матусевич. Основы экспериментальных методов ядерной физики. М., Энергоатомиздат, 1985.
5. Ch. Hacker. Radiation Decay (RADDECAY). <http://132.234.129.50/Downloads/RadDec.html>
6. ENSDF - Evaluated Nuclear Structure Data File. <http://www.nndc.bnl.gov/ensdf/>

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА №3

КАЛІБРОВКА ЕФЕКТИВНОСТІ НАПІВПРОВІДНИКОВОГО γ -СПЕКТРОМЕТРА

Теоретична частина

Ефективність детекторів – загальні поняття

Розглянемо таку важливу характеристику детекторів як ефективність реєстрації. За визначенням ефективність реєстрації детектора ε_d дорівнює відношенню числа всіх зареєстрованих частинок N_p до загальної кількості частинок N_d , що попали в детектор (в чутливий об'єм детектора – де можлива реєстрація частинки). $\varepsilon_d = \frac{N_p}{N_d}$

Світлосилою L детекторної (спектрометричної) системи називають відношення числа всіх зареєстрованих частинок N_p до загальної кількості частинок $N_{дж}$, які випромінюються джерелом. $L = \frac{N_p}{N_{дж}}$

Світлосилу ще іноді називають повною ефективністю реєстрації.

Між $N_{дж}$ та N_d простий зв'язок:

$$N_d = N_{дж} \cdot \kappa \cdot \Omega_B \quad (1)$$

$$L = \frac{N_p}{N_{дж}} \frac{N_d}{N_d} = \frac{N_d}{N_{дж}} \varepsilon_d = \frac{N_{дж} \cdot \kappa \cdot \Omega_B}{N_{дж}} \varepsilon_d = \kappa \cdot \Omega_B \cdot \varepsilon_d \quad \Rightarrow \quad L = \kappa \cdot \Omega_B \cdot \varepsilon_d \quad (2)$$

де κ - коефіцієнт, який враховує поглинання і розсіювання частинок на шляху від джерела до чутливого об'єму детектора, він дорівнює відношенню числа частинок, які попали в чутливий об'єм детектора до числа частинок $N_{дж} \cdot \Omega_B$, які вилетіли з джерела в напрямі чутливого об'єму цього детектора; $\Omega_B = \frac{\Omega}{4\pi}$ - відносний тілесний кут (відношення кількості частинок, які вилетіли з джерела в напрямі чутливого об'єму детектора до загальної кількості частинок $N_{дж}$, які випромінюються джерелом); Ω - тілесний кут. Тілесний кут часто використовується в математиці і багатьох розділах фізики. Він визначається формально як відношення площі тої частини сфери з центром у вершині конічної поверхні, яка вирізається

цим кутом до квадрату радіуса сфери. В фізиці іноді наближено визначають тілесний кут як $\Omega = \frac{S_D}{R^2}$, де S_D - площа ефективної поверхні чутливої області детектора, яку видно з точки, де знаходиться точкове джерело і перпендикуляр до якої проходить через це джерело, R - відстань від джерела до цієї поверхні. Таке визначення справедливе тільки в диференційному наближенні (коли відношення $\frac{S_D}{R}$ прямує до нуля). Набагато прозорішим, в нашому випадку, є визначення тілесного кута через відносний тілесний кут.

Розглянемо спрощене зображення системи точкове джерело-детектор (рис. 1). Детектор розглядаємо у вигляді чутливої поверхні з площею S_D .

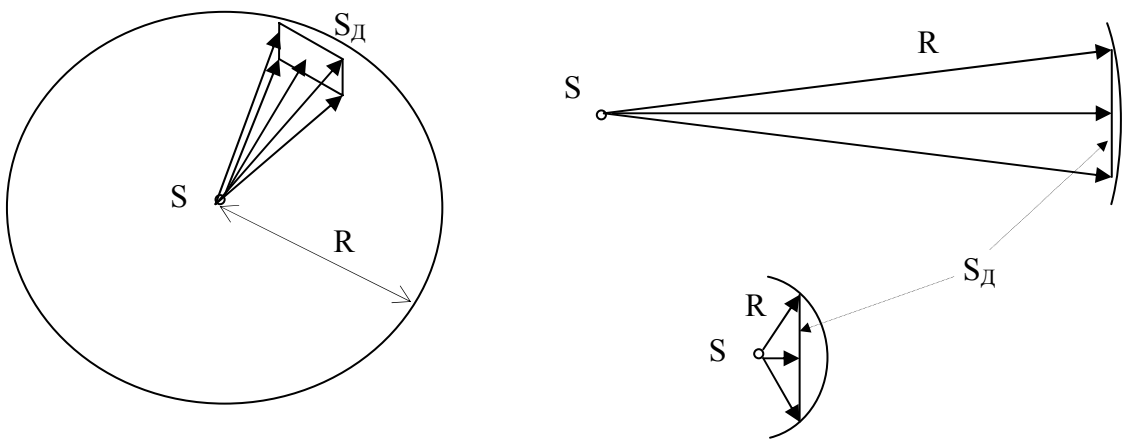


Рис.1. Ілюстрація до визначення відносного тілесного кута

Якщо детектор знаходиться на достатньо великій відстані від джерела, можна вважати, що його чутлива поверхня лежить на поверхні сфери радіуса R (дивіться лівий і правий верхній малюнок на рис. 1). Якщо використовувати наближення, при якому джерело випромінює ізотропно (з однаковою імовірністю в усіх напрямках), тоді кількість частинок, які пройдуть через одиницю площі на відстані R від джерела, дорівнюватиме $\frac{N_{Джс}}{S_{сф}} = \frac{N_{Джс}}{4\pi R^2}$, де $S_{сф}$ - площа сфери радіусом R . При наближенні, коли чутлива поверхня детектора лежить на поверхні сфери, через цю поверхню пройде кількість частинок $\frac{N_{Джс}}{4\pi R^2} \cdot S_D$, це фактично N_D (дивіться формулу (1)). Якщо κ дорівнює 1, тоді $N_D = N_{Джс} \cdot \Omega_B$, звідки слідує $\Omega_B = \frac{N_D}{N_{Джс}} = \frac{S_D}{R^2} \frac{1}{4\pi}$.

Якщо за означенням $\Omega_B = \frac{\Omega}{4\pi}$, звідси і слідує, що $\Omega = \frac{S_D}{R^2}$. Але із розглянутого добре видно,

що такі формули дійсні тільки при виконанні ряду наближень. Якщо радіус сфери маленький в порівнянні з розмірами детектора (дивіться правий нижній малюнок на рис. 1) тоді площа детектора помітно відрізняється від площі сферичного сегменту, який стягується поверхнею детектора. Також ці формули не є правомірними, якщо джерело випромінює не ізотропно, але їх можна використовувати в диференціальному наближенні – тобто, коли замість поверхні детектора розглядається нескінченно маленька її частина, диференціал площі. При цьому розміри цієї частини поверхні будуть маленькими по відношенню до відстані від джерела до цієї поверхні. Проводячи інтегрування по всій площі чутливої поверхні детектора, яку видно з точкового джерела, можна отримати формули і для усереднених величин. Також у випадку неточкового джерела необхідно провести інтегрування по об'єму цього джерела.

Використовуючи функцію розподілу випромінювання з джерела $\Phi(\varphi, \theta) = \frac{dN(\varphi, \theta)}{d\Omega}$ у відповідний тілесний кут $d\Omega$, можна замінити в формулі (1) кількість частинок, що вилітають з джерела у напрямі детектора $N_{Дж} \Omega_B = \Phi(\varphi, \theta) \cdot d\Omega$ і формула (1) переходить в формулу:

$$dN_D(R, \varphi, \theta) = \kappa(R, \varphi, \theta) \cdot \Phi(\varphi, \theta) \cdot d\Omega \quad (3)$$

$dN(\varphi, \theta)$ - кількість частинок, що вилітають з джерела у напрямі детектора в тілесний кут $d\Omega$. R, φ, θ - координати сферичної системи координат з центром, в якому знаходиться точкове джерело. Треба звернути увагу на те, що не має значення, чи розглядається тілесний кут чи відносний тілесний кут, це враховується відповідно у визначенні $\Phi(\varphi, \theta)$.

Формула (2) відповідно переходить у:

$$dL(R, \varphi, \theta) = \frac{1}{N_{Дж}} \kappa(R, \varphi, \theta) \cdot \varepsilon_D(\varphi, \theta) \cdot \Phi(\varphi, \theta) \cdot d\Omega \quad (4)$$

Після інтегрування по всьому тілесному куту, під яким видно з джерела детектор отримуємо:

$$N_D(R, \varphi, \theta) = \int_{\Omega_D} \kappa(R, \varphi, \theta) \cdot \Phi(\varphi, \theta) \cdot d\Omega$$

$$L(R, \varphi, \theta) = \int_{\Omega_D} \frac{1}{N_{Дж}} \kappa(R, \varphi, \theta) \cdot \varepsilon_D(\varphi, \theta) \cdot \Phi(\varphi, \theta) \cdot d\Omega$$

На практиці гамма-детектори не побудовані за рахунок розміщення різних типів напівпровідникових матеріалів у контакт, але перетворенням однієї грані блоку германію на протилежний тип напівпровідника шляхом випаровування, дифузії або імплантації іонів.

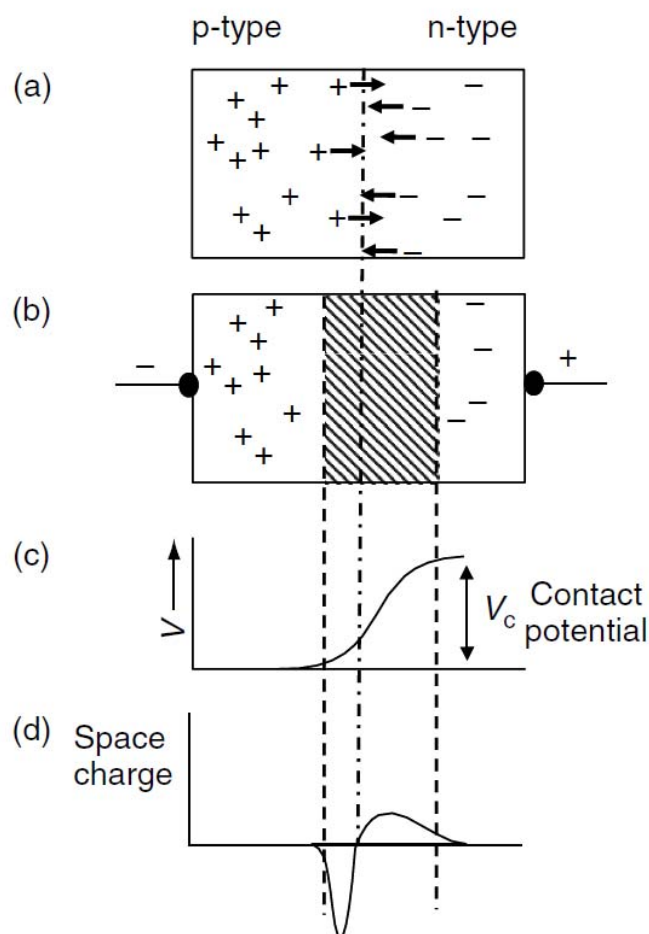


Рис.2. Базова конструкція германієвого детектора

Рис. 2 демонструє механізм збіднення. Якщо концентрація домішок по обидві сторони стику різна (на рис. 2 більше р-типу домішок зліва стику, ніж n-тип праворуч), тоді розподіл простору заряду не буде симетричним навколо стику. Як зазначено на рисунку (d), ширина області збіднення більша на стороні, де нижча концентрація домішок. (В принципі, добуток концентрації домішок і ширини збіднення повинні бути однаковими з обох сторін стику) Звідси випливає, що якщо ми візьмемо блок достатньо високої чистоти р-типу германію та створимо на одній грані n^+ шар, то зворотне зміщення до детектора буде створюватиме шар збіднення на всій товщині матеріалу р-типу. Це основна ідея виготовлення детекторів на основі германію. Свого часу такі детектори часто називали, неправильно, *intrinsic detectors* (маючи на увазі, що германій використовувався у якості напівпровідника з власною провідністю). Цей термін був

втіснений більш точним висловом гіперчистий, або просто детектор з германію високої чистоти (HPGe).

Оцінюється, що відносна ефективність HPGe детектору можна оцінити діленням активного об'єму детектора на 4.33. Із врахуванням того, що питома густина германію 5,33 г на см³, це становить приблизно 23 г германію на 1% відносної ефективності. У 2003 році найбільшим виробленим детектором HPGe був коаксіальний детектор р- типу виготовлений із 4,4 кг германію з відносною ефективністю 207,6% і роздільною здатністю, ПШПВ, 2,4 кеВ при 1332,54 кеВ.

Кінцевий кристал детектора повинен бути надзвичайно чистим. Типові робочі напруги можуть бути від 1000 до 3000В поперек лише декількох сантиметрів германію. Навіть незначні сліди поверхневих домішок можуть спричинити небажані поверхневі струми витоку. З цієї причини і для теплоізоляції охолоджуваного детектора, завершальний кроку виробництві - це встановлення детектора у вакуумований корпус, який також має електричні контакти до детектору. Найчастіше електроніка попереднього підсилювача встановлена всередині цього корпусу, що дозволяє критичні електронні компоненти охолоджувати. Цей комплект тоді встановлюється на кріостат для забезпечення охолодження.

Літієві детектори, які зазвичай називають 'jellies'(тобто Ge (Li)) більше не виробляються, але все ще можуть бути можна знайдені в лабораторіях гамма-спектрометрії. Літій дрейфування було відповіддю на недоступність великих кристалів германію високої чистоти на ранніх етапах виробництва германієвих напівпровідникових детекторів. Швидкість проникнення літію в матеріал детектора в на кілька порядків більше, ніж для інших донорів. Така висока швидкість пов'язана з рядом особливостей поведінки літію в кристалічній ґратці напівпровідника. Енергія зв'язку зовнішнього електрона атомів літію, які введено в напівпровідник, становить всього 0,033 еВ в кремнії і 0,0043 еВ в германії. Цей зовнішній, слабо зв'язаної електрон атоми літію втрачають, перетворюючись в позитивні іони літію. Діаметр іона літію настільки малий, що при дифузії він розташовується в міжвузлях кристалічної ґратки тонкого поверхневого шару напівпровідника. Якщо до напівпровідника прикласти зовнішню напругу, то під дією електричного поля іони літію починають дрейфувати в середину напівпровідника по міжвузлях кристалічної ґратки.

Під абсолютною (або повною) ефективністю детектора розуміють відношення числа зареєстрованих детектором γ -квантів (тобто площі піку повного поглинання енергії) до загальної кількості γ -квантів, випущених джерелом за цей же час. Очевидно, що ефективність залежить від відстані до детектора, від енергії γ -квантів, а також від природи (розмірів,

матеріалу, форми) джерела і детектора. Таким чином, ефективність - це ймовірність реєстрації γ -квантів в умовах конкретного виміру. Ефективність визначається:

- здатністю детектора реєструвати γ -кванти даної енергії,
- ослабленням γ -квантів матеріалом зразка (самопоглинанням),
- геометричними факторами,
- ослабленням γ -квантів між джерелом і чутливим об'ємом детектора.

Самопоглинання залежить від товщини вимірюваного препарату, його $Z_{\text{ефф}}$ і енергії γ -квантів. З іншого боку, збільшення товщини препарату впливає і на самопоглинання, і на геометричний коефіцієнт.

Ефективність напівпровідникових детекторів часто вимірюють у відносних одиницях в порівнянні з кристалом NaJ(Tl) розмірами 7,6x7,6 см. При цьому реєструють кількість відліків від γ -квантів з енергією 1332 кеВ джерела ^{60}Co на відстані від детектора 25 см. Сучасні германієві детектори великого обсягу можуть забезпечувати відносну ефективність понад 100%. (HPGe detectors are characterized by “relative efficiency”. Relative efficiency is defined as the efficiency of a point Co-60 source at 25 cm from the face of a standard 3-inch x 3-inch right circular cylinder NaJ(Tl) detector. “IEEE Test Procedures for Germanium Detectors for Ionizing Radiation,” ANSI/IEEE Standard 325-1986).

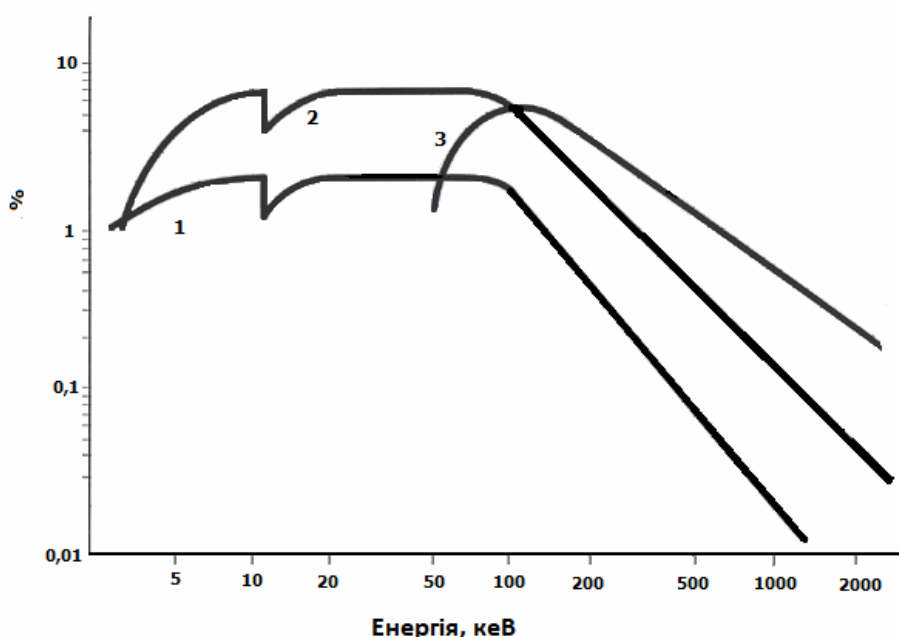


Рис.3. Типові криві ефективності для германієвих детекторів різного типу: 1 - тонкий детектор, 200 мм² x 10 мм, 2 - тонкий детектор, 10 см² x 15 мм, 3 - коаксіальний детектор з відносною ефективністю 10%. Відстань від джерела до корпусу детектора 2,5 см.

Таке визначення іноді призводить до плутанини, оскільки в старих посібниках радянського періоду під відносною ефективністю розуміється як відношення числа зареєстрованих γ -квантів до загальної кількості γ -квантів, що потрапили в детектор, що теж в деяких випадках використовується і зараз. Очевидно, ефективність в такому розумінні залежить тільки від енергії γ -квантів і властивостей детектора.

Залежно від форми кристала, розрізняють наступні види детекторів:

- коаксіальний
- планарний
- кристал з колодязем (well-type)

Залежність ефективності реєстрації від енергії для детекторів різної конструкції наведена на рис. 3 і рис. 4.

Як правило ефективність визначається по фотопіку.

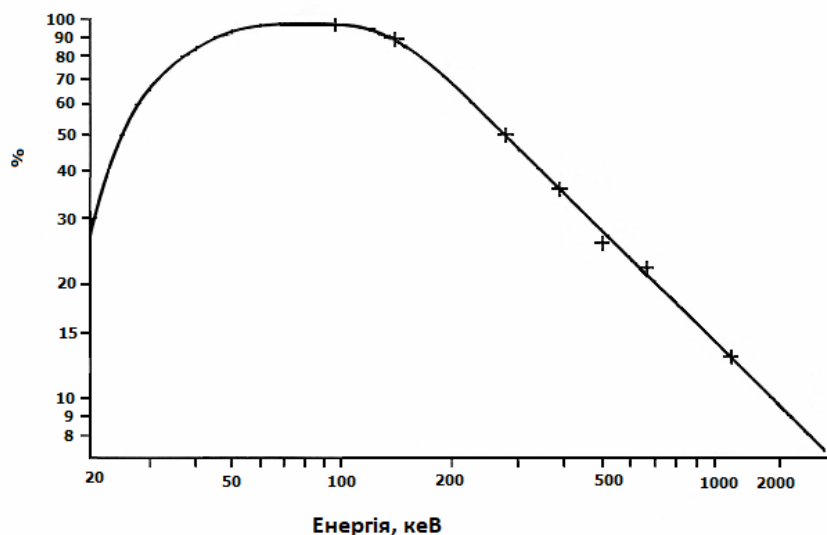
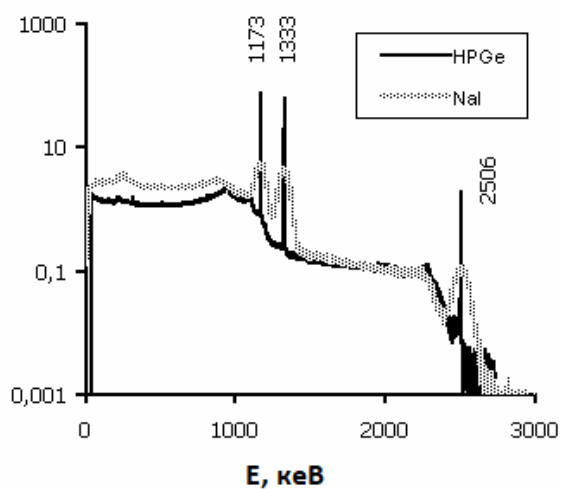


Рис. 4. Крива ефективності германієвих детекторів типу "кристал з колодязем"

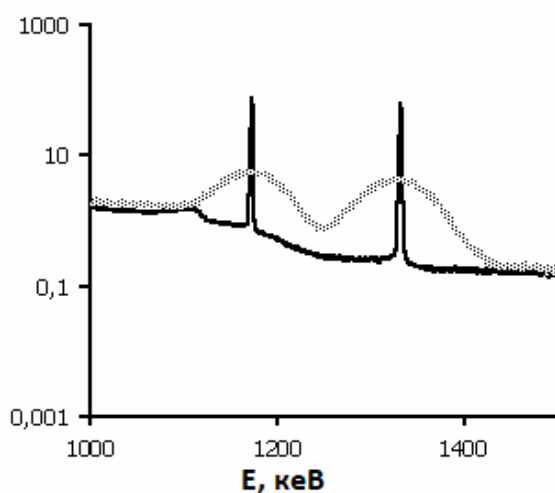
При достатньо великих енергіях ефективність у логарифмічному масштабі спадає лінійно, ця особливість суттєво спрощує калібрування ефективності при цих енергіях.

Напівпровідникові детектори мають суттєву перевагу перед сцинтиляційними детекторами (див. рис. 5), але ціна їх значно вища, що не є перепорою, оскільки у великій кількості випадків не існує більш дешевої альтернативи. Також суттєвий недолік германієвих Ge(Li) та HPGe детекторів, що їх треба охолоджувати до температур, близьких до температури рідкого азоту, забезпечення яким може створювати проблеми для місць, які віддалені від заводів з виготовлення рідкого азоту. Замість рідкого азоту іноді використовують спеціальні холодильні

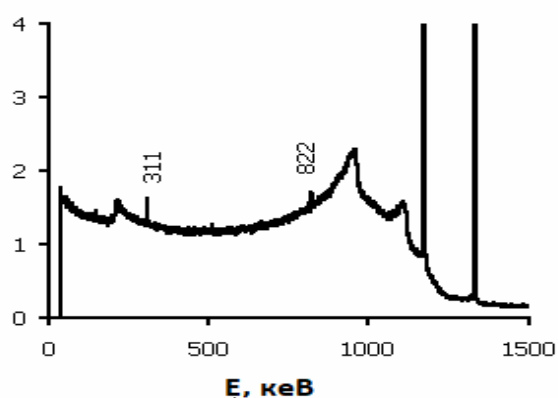
установки. Також Ge(Li) детектор необхідно постійно тримати охолодженим, щоб Li не дифундував із детектора на зовні.



a



б



в

Рис. 5. Спектри ^{60}Co , які отримано з використанням напівпровідникового та сцинтиляційного детекторів: а - весь спектр, видимий сумарний пік, б - область піків повного поглинання енергії, в - фрагмент спектру, отриманого за допомогою напівпровідникового детектора. Видимі піки одиночного та подвійного вильоту (822

та 311 кеВ, відповідно).

Мета роботи

Виконати калібрування для напівпровідникового γ -спектрометра на різних відстанях. Дослідити фоновий спектр γ -спектрометра.

Завдання

1. Ознайомитися з вимогами по підготовці звіту про виконання лабораторної роботи.
2. Ознайомитися з апаратурою, необхідною для роботи. Ознайомитись із блок-схемою експериментальної установки, яка надається викладачем. Зробити записи про склад, функціональне призначення цієї апаратури.
3. Зібрати установку згідно блок-схеми. Підібрати параметри складових установки (консультуючись із викладачем чи відповідальним за функціонування апаратури в лабораторії).
4. Виміряти спектр фону за 20 хв.
5. Вибрати джерело γ -випромінювання (із набору джерел, наданого для виконання роботи) розташувати його на відстані 10 см. Виміряти спектр і визначити швидкість лічби по фотопікам. Забезпечити статистичну похибку визначення площ піків не більше 1 відсотка.
6. Повторити пункт 5 для всіх наданих джерел.
7. Повторити пункти 5 та 6 для відстаней 15 і 25 см (для відстані 25 см використовувати тільки найбільш інтенсивні джерела).
8. Побудувати залежності ефективності від енергії γ -квантів для всіх відстаней вимірювання, позначити похибки вимірювань, порівняти їх результати між собою і з табличними значеннями
9. Визначити всі лінії фонових спектрів і пояснити їх природу.
10. Проаналізувати отримані результати і зробити висновки.

Контрольні питання

1. Визначення ефективності детектора
2. Напівпровідникові спектрометри γ -квантів на основі кристалів германію.
3. Переваги напівпровідникових спектрометрів перед сцинтиляційними детекторами.
4. Роздільна здатність по енергії Ge(Li) і HPGe спектрометрів.
5. Спектрометричний тракт γ -спектрометра.

Рекомендована література

1. G. Gilmore. Practical Gamma-Ray Spectrometry. 2 Ed., Wiley, 2011.
2. Еременко Д.О. Спектрометр гамма-излучения с детектором из сверхчистого германия. Учебно-методическое пособие. КДУ, 2011.
3. Helmer, R.G., Debertin, K. Gamma- and X-Ray Spectrometry with Semiconductor Detectors. North Holland, 1988.
4. Методическое руководство к курсу “Основы радиохимии и радиозэкологии”. Москва: МГУ, 2004.
5. А.И.Абрамов, Ю.А.Казанский, Е.С.Матусевич. Основы экспериментальных методов ядерной физики. М., Энергоатомиздат, 1985.
6. Практикум по ядерной физике. Под ред. В.О.Сергеева. С.-П., СПбГУ, 2006.

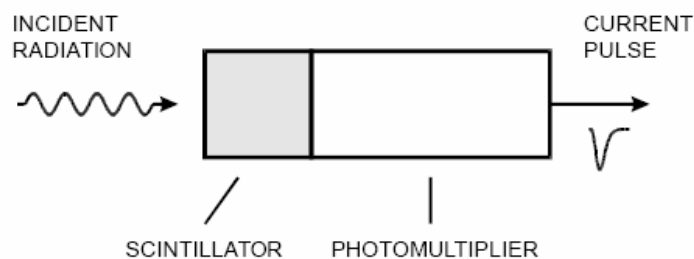
ЛАБОРАТОРНА РОБОТА №4

ВИКОРИСТАННЯ СЦИНТИЛЯЦІЙНИХ ДЕТЕКТОРІВ ДЛЯ ДОСЛІДЖЕННЯ ВЗАЄМОДІЇ γ -КВАНТІВ, α ТА β ЧАСТИНОК З РЕЧОВИНОЮ

Теоретична частина

Сцинтиляційні детектори іонізуючого випромінювання

Сцинтиляційний метод базується на реєстрації коротких спалахів світла – сцинтиляцій, які виникають в деяких речовинах після проходження через них частинок іонізуючого випромінювання. Якщо коротко, це можна пояснити так: іонізуюче випромінювання призводить до збудження атомів, молекул речовини, або центрів випромінювання (в колективних структурах типу кристалів) і далі йде випромінювання цих збуджених центрів, яке реєструється за допомогою фотоелектронних помножувачів.



Processes in Scintillator – Photomultiplier

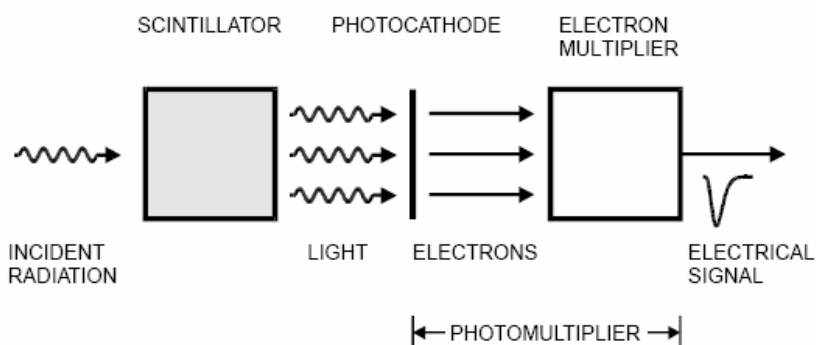


Рис. 1. Загальний принцип дії сцинтиляційного детектора

Центр випромінювання як правило збуджується не прямо іонізуючою частинкою, а в результаті багатокрокового переносу енергії до нього. В загальному випадку детектор складається із сцинтилятора (scintillator) та електронного фотопомножувача – ФЕП

(Photomultiplier, найбільш поширені зараз вакуумні скляні ФЕП, але потужну конкуренцію їм зараз починають складати кремнієві фотопомножувачі на базі лавинного діоду в режимі Гейгера, також в часових вимірюваннях помітну нішу складають ФЕП на основі мікроканальних пластин). Іонізуюча частинка (incident radiation) падає на сцинтилятор і спричинює в ньому мікроспалах світла. Фотони світла попадають на фотокатод ФЕП, з якого вибиваються електрони. Ці електрони примножуються на динодній системі (на один електрон з фотокатоду утворюється $10^6 - 10^7$ електронів на виході ФЕП) і у вигляді імпульсу струму подаються на реєструючий пристрій. Прийнято виділяти сцинтилятори двох типів – органічні і неорганічні.

Органічні сцинтилятори характеризуються відносно малими атомними номерами (6-7), малою густиною (біля $1-2 \text{ г/см}^3$), малим часом висвічування (порядку 10^{-9} с). До них відносяться органічні кристали (антрацен, толан, стильбен), рідкі сцинтилятори і тверді розчини сцинтилюючих речовин в мономерях та полімерах. Також ще виділяють групу органічних газів. Сцинтилятори на основі полімерів (полістиролу, полівінілтолуолу) з добавкою п-терфенілу і зміщувача спектру (для узгодження спектру висвічування сцинтилятора зі спектральною характеристикою фотокатоду ФЕП) типу РОРОР дають короткий сцинтиляційний імпульс з часом наростання $0.2 - 0.6 \text{ нс}$ і часом спадання близько 3 нс . Якщо гасити більш інтенсивні, але повільні компоненти, можна досягати ширини імпульсу менше одної наносекунди, при цьому світловихід сцинтилятора значно зменшується.

В органічних кристалах світловихід залежить від орієнтації шляху важкої зарядженої частинки відносно осі кристалу. Світловихід органічних сцинтиляторів складає $20 - 30 \%$ в порівнянні із світловиходом неорганічного кристалу NaJ(Tl) . Рідкі сцинтилятори найбільш дешеві із усіх типів сцинтиляторів, потім ідуть пластичні сцинтилятори.

Неорганічні сцинтилятори характеризуються великими значеннями Z ефективно, значно більшою густиною та відносно великим часом висвічування (за винятком деяких). За час висвічування більшості кристалів від десятків наносекунд до мікросекунд. Деякі давно відомі сцинтилятори (BaF_2 , PbWO_4 , CsF) та цілий ряд нових сцинтиляторів мають час висвічування менше 20 нс . Необхідно відмітити, що практично всі неорганічні сцинтилятори мають кристалічну структуру, на відміну від неорганічних. $Z_{\text{еф}}$ – ефективний атомний номер для NaJ(Tl) – 50 , для CsI(Tl) – 54 , германату вісмуту ($\text{BGO} - \text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$) – 74 , BaF_2 – 54 . Перші три кристали найбільш поширені. NaJ(Tl) мав до останнього часу найкращі характеристики по світловиходу (кількості квантів світла на одиницю енергії частинки) і найкращу роздільну здатність (приблизно $5\% - 9\%$ на лінії $662 \text{ кеВ } ^{137}\text{Cs}$), хоча висока гігроскопічність кристалу

вимагає його ретельного пакування і ускладнює роботу з ним. Він є стандартом де факто, на який орієнтуються при оцінці характеристик сцинтиляторів. Останнім часом пальму високої роздільної здатності перехопив відносно новий сцинтилятор на основі кристалів бромиду лантану – $\text{LaBr}_3(\text{Ce})$. Цей кристал має ефективність на 10% - 70 % більше, а роздільна здатність – в 2 рази краща (близько 3% на лінії 662 кеВ ^{137}Cs), густина біля 5.3 г/см^2 , час висвічування 16 - 26 нс, високу стабільність світловиходу від температури. Зараз активно розробляють нові типи сцинтиляторів на основі рідкоземельних металів, лантанодів з кращими часовими і енергетичними характеристиками. Детально інформацію по сцинтиляторам і сцинтиляційним детекторам можна знайти в [1-3].

Взаємодія важких заряджених частинок з речовиною

Всі заряджені частинки втрачають свою енергію головним чином за рахунок взаємодії електричного поля частинки з електричними полями електронів та ядер матеріалів, через які частинки проходять. Ці втрати можна розділити на два великих типи. До першого відносяться іонізаційні втрати енергії і втрати на збудження атомів, цей тип має значний внесок як для важких так і для легких заряджених частинок. До другого типу відносяться радіаційні втрати енергії – втрати енергії зарядженої частинки на випромінювання фотонів високих енергій при гальмуванні (прискоренні) в полі ядра атома. Ці втрати мають значний внесок тільки для легких заряджених частинок - при енергіях в кілька МеВ це помітно тільки для електронів. Тому в цій частині ми розглянемо перший тип втрат енергії на прикладі важких заряджених частинок, для яких радіаційними втратами можна знехтувати.

Розглянемо спрощену схему взаємодії важкої частинки масою M електроном атома масою m (див. рис. 2). Розглянемо наближення нерухомого електрона. Хоча це наближення і не дуже фізичне, але воно сильно спрощує розрахунки. Швидкість важкої частинки v , яка рухається вздовж лінії MQ' . На електрон, який знаходиться в точці Q , буде діяти кулонівська сила $F = k \frac{ze^2}{r^2}$, де ze - заряд важкої частинки, e - заряд електрона, r - відстань від електрона до важкої частинки, k - коефіцієнт пропорційності, який залежить від системи одиниць. Можна розглянути дві складові сили: F_x - вздовж руху важкої частинки, F_y - перпендикулярно руху важкої частинки. Коли частинка проходить точку Q' , знак F_x змінюється на протилежний. Оскільки маса важкої частинки велика в порівнянні з масою електрона, тому частинка майже не змінює напрямку свого руху. Із геометричних міркувань видно, що при розрахунку імпульсу

внесок складової F_x зануляється (однакові величини до і після точки Q' , але з різним знаком).

Внесок складової F_y не зануляється.

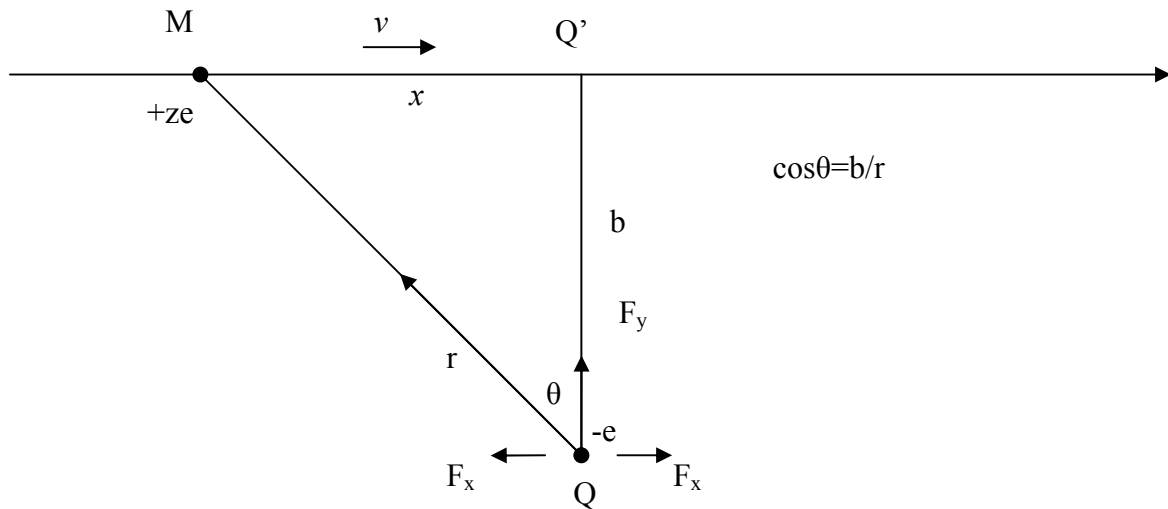


Рис. 2. Схематична діаграма для розрахунку втрат енергії важкої частинки на атомному електроні

Імпульс, який передається електрону завдяки дії цієї перпендикулярної компоненти F_y , можна оцінити з такої формули:

$$\Delta p = \int_{-\infty}^{\infty} F_y dt = \int_{-\infty}^{\infty} k \frac{ze^2}{r^2} \cdot \cos \theta dt = kze^2 \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \frac{b}{v \cdot \cos^2 \theta} \cdot \frac{\cos^2 \theta}{b^2} \cdot \cos \theta d\theta =$$

$$= \frac{kze^2}{bv} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \cos \theta d\theta = \frac{2kze^2}{bv}$$

ця формула отримується, враховуючи що $F_y = F \cdot \cos \theta$, $\cos \theta = \frac{b}{r}$, $v = \frac{dx}{dt}$, $\tan \theta = \frac{x}{b}$,

$$d(\tan \theta) = d\left(\frac{x}{b}\right) \Rightarrow \frac{1}{\cos^2 \theta} d\theta = \frac{dx}{b} \Rightarrow \frac{b}{v \cdot \cos^2 \theta} d\theta = dt$$

k можна виразити через класичний радіус електрона r_0 :

$$k = \frac{r_0 mc^2}{e^2}.$$

Остаточно маємо $\Delta p = \frac{2 z r_0 m c^2}{b v}$, де m - маса електрона, b – прицільний

параметр. Звідси можна отримати втрату енергії:

$$\Delta E(b) = \frac{(\Delta p)^2}{2m} = \frac{2 z^2 r_0^2 m c^4}{v^2 b^2} = \frac{z^2 r_0^2 m c^4}{b^2} \frac{M}{E},$$

де $E = \frac{1}{2} M v^2$ - кінетична енергія налітаючої важкої частинки.

Отже, з вигляду формули можна зробити кілька корисних висновків на основі такої простої схеми одночастинкової схеми кулонівської взаємодії. По-перше, передача енергії обернено пропорційна кінетичній енергії частинки (або квадрату швидкості). По-друге, втрата енергії обернено пропорційна квадрату прицільного параметру. Зверніть увагу, що при прямуванні b нуля енергетична втрата прямує до нефізичної величини – нескінченності. Це пов'язано із нефізичною поведінкою закону кулона при нульовій відстані між центрами взаємодії – сила прямує до нескінченності. Також до цього веде припущення про фіксованість положення електрона при виводі формули.

Ми розраховували втрати енергії при розсіянні на одному електроні. В реальній ситуації електрони знаходяться випадковим чином в матеріалі (по відношенню до місця прольоту частинки). При цьому прицільний параметр може бути різним – від b_{min} до b_{max} . Кількість електронів в тонкому циліндричному шарі довжиною Δx , внутрішнім радіусом b і зовнішнім радіусом $b+db$:

$$\Delta n = N_e 2\pi p b db \Delta x, \text{ де } N_e = \frac{N_A Z}{A} - \text{кількість електронів на одиницю маси речовини. В}$$

наближенні, в якому розподіл електронів по прицільним параметрам рівномірний для знаходження загальних втрат енергії при проходженні товщини матеріалу Δx необхідно перемножити втрату енергії на одному електроні на кількість електронів на цьому шляху і проінтегрувати по прицільному параметру від b_{min} до b_{max} . В результаті отримуємо для втрат енергії на одиницю шляху (гальмівної здатності):

$$\frac{dE}{dx} = \int_{b_{min}}^{b_{max}} \Delta E(b) \cdot \frac{\Delta n}{\Delta x} = 4\pi N_e \rho \cdot \frac{z^2 r_0^2 m c^4}{v^2} \int_{b_{min}}^{b_{max}} \frac{db}{b} = 4\pi N_e \rho \cdot \frac{z^2 r_0^2 m c^2}{\beta^2} \ln \left[\frac{b_{max}}{b_{min}} \right]$$

При виводі формули не враховувалась енергія зв'язку електрона в атомі. Ясно, що при деякому b_{max} передачі енергії буде недостатньо, щоб відірвати електрон від атома. Використовують напівемпіричний параметр I – середній іонізаційний потенціал (більш точно – середня енергія іонізації електронів в атомі). Чим більший I – тим менше b_{max} . Середній іонізаційний потенціал змінюється від приблизно 15 еВ для водню до 810 еВ для урану. Для

елементів із $Z > 47$ відношення $I/Z \approx 8.8 \pm 0.3$. Величина b_{min} теж не може бути як завгодно малою. В реальності частинка розсіюється не на жорстко закріпленому центрі, а на електроні (в основному), тому всю енергію вона не може передати цьому електрону (із вимоги виконання законів збереження імпульсу і енергії). Тільки коли у частинок однакові маси, в лобовому зіткненні можлива повна передача енергії. Ця умова обмежує з низу величину b_{min} значенням ефективного прицільного параметру розсіяння на закріпленому центрі, при якому можлива максимально допустима передача енергії від налітаючої зарядженої частинки до частинки-розсіючого центру. Також треба враховувати, що електрону можуть бути передані енергії, які відповідають релятивістським швидкостям – необхідно враховувати релятивістські поправки. В результаті можна отримати формулу Бете (її варіант):

$$\frac{dE}{dx} = 4\pi N_e \rho \cdot r_0^2 \cdot \frac{z^2 m c^2}{\beta^2} \left[\ln \frac{2 m c^2 \beta^2}{I(1 - \beta^2)} - \beta^2 - \sum_i \frac{C_i}{Z} \right]$$

Останній член в дужках називається оболонковою поправкою і враховує, які електрони зв'язані в атомі – ця величина важлива тільки для високоточних розрахунків і в першому наближенні нею можна нехтувати. Цю формулу (з точністю до константи і без релятивістських поправок) ще на початку розвитку релятивістської механіки і на порозі формування квантової механіки в 1915 році вивів Нільс Бор, спираючись на класичні міркування і використовуючи схожі наближення, які використовували ми. Ганс Бете спочатку в 1930 використав квантовомеханічний підхід і вивів формулу для втрат енергії швидкої зарядженої частинки в речовині, а потім в 1932 році додав до формули релятивістські поправки. Швейцарський фізик Фелікс Блох додав деякі поправки до формули і в першу чергу оцінив величину середнього іонізаційного потенціалу. Тому також часто цю формулу називають не тільки формулою Бете, але і Бете-Блоха, а іноді для спрощеного варіанту без релятивістських поправок така формула носить ім'я Бора. На Рис. 3 наведено залежність відношення середнього іонізаційного потенціалу до заряду атома речовини від цього заряду.

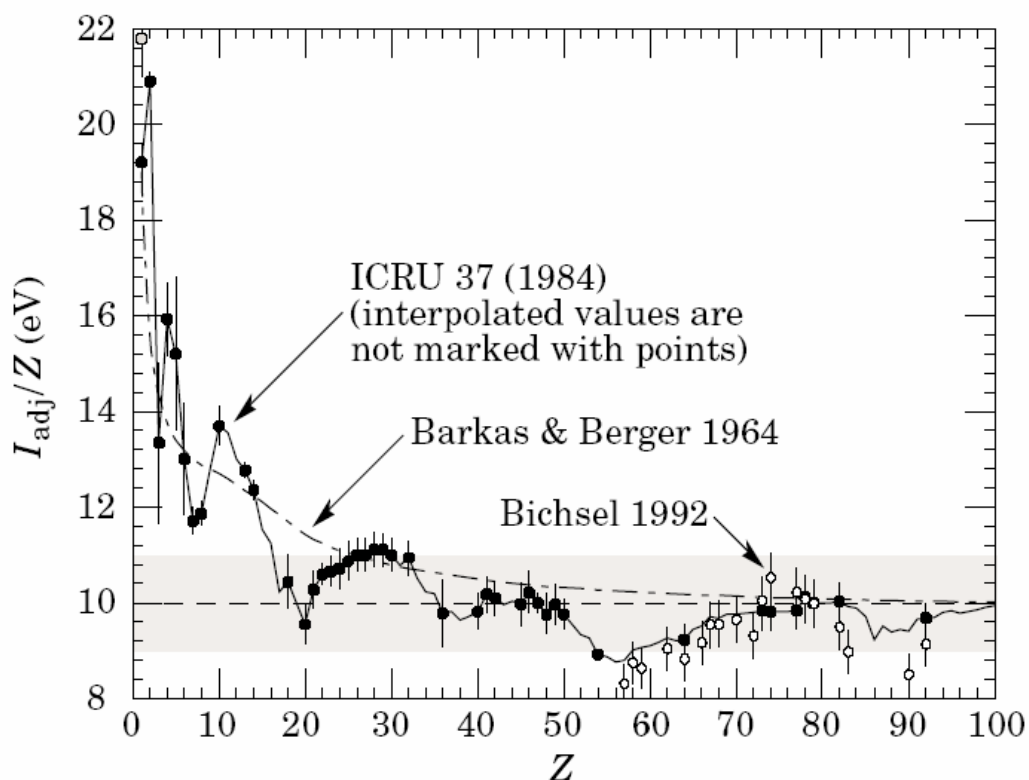


Рис. 3. Величини I/Z , рекомендовані Міжнародною комісією з радіаційних одиниць і вимірювань (ICRU - International Commission on Radiation Units and Measurements)

Член в квадратних дужках – функція енергії частинки, яка слабо зростає (наприклад, для протонів від енергії 0.5 MeV до 100 MeV цей член змінюється всього лиш приблизно в двічі). Формула Бете (Бора) перестає бути вірною при дуже малих і дуже великих енергіях налітаючої частинки. При цьому реальні втрати виявляються меншими від розрахованих. При малих швидкостях починає впливати ефект перезарядки. Тобто іон може захоплювати електрони і ставати або нейтральним, або з меншим ефективним зарядом – при цьому втрати різко зменшуються, тому при низьких енергіях крива питомих втрат різко падає (дивіться рис. 4), але детальна поведінка в залежності від енергії, типу частинки, умов проходження через середовище ще недостатньо досліджена. При дуже великих енергіях починає впливати ефект поляризації середовища під дією

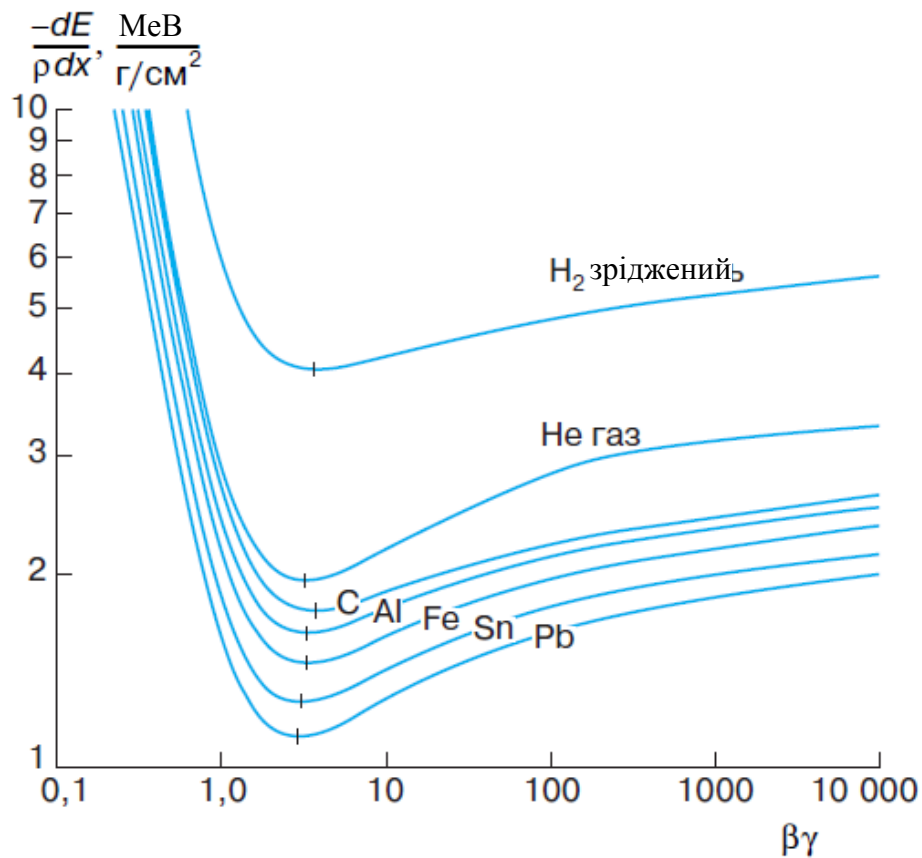


Рис. 4. Залежність питомих іонізаційних втрат від величини $\beta\gamma$

поля частинки. В ультрарелятивістському випадку поле частинки сплющується, робиться сильно неоднорідним. В результаті радіус екранування малий і поляризація починає проявлятися на відносно малих відстанях. Розрахунки таких процесів на даному етапі розвитку знань дуже проблематичні, тому в основному використовують емпіричні підходи для оцінки пов'язаних з цими ефектами поправок.

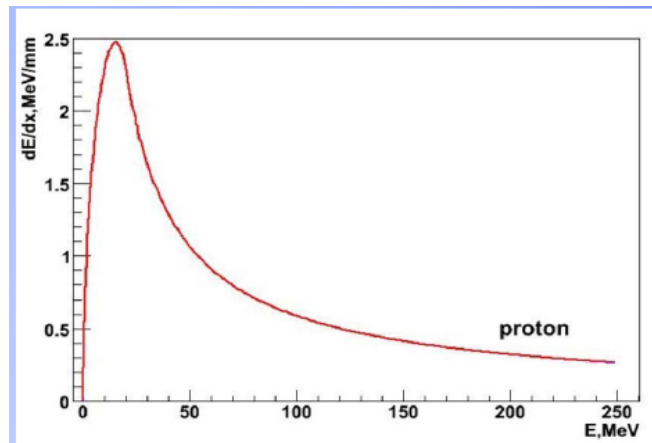


Рис. 5. Питомі енергетичні втрати для протона при низьких енергіях (розрахунок в GEANT4)

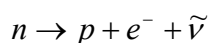
З формули Бете (Бора) добре видно, що питомі іонізаційні втрати залежать прямо пропорційно від густини речовини, але не залежать від Z речовини, оскільки N_e дуже слабо залежить від Z . На рисунку 4 показано залежність питомих іонізаційних втрат від величини $\beta\gamma$

$$\left(\beta\gamma = \frac{\sqrt{E_k(E_k + 2Mc^2)}}{Mc^2} \right)$$

Якщо частинка передає велику енергію електрону, він далі летить і іонізує середовище як окрема легка частинка, має досить великий пробіг. Такі високоенергетичні електрони називаються δ -електронами.

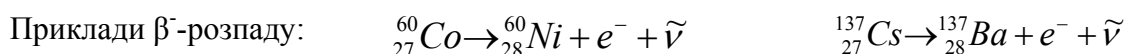
β^- -розпад

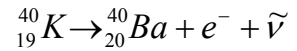
β^- -розпад відноситься до бета-розпаду. Це процес перетворення в середині ядра нейтрона в протон з вильотом електрона e^- і антинейтрино $\tilde{\nu}$:



В результаті для ядер можна записати: ${}_Z^A X \rightarrow {}_{Z+1}^A Y + e^- + \tilde{\nu}$

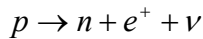
Оскільки маса антинейтрино (як і нейтрино) прямує до нуля, тому можна записати умову (через маси складових реакції) для того щоб β^- -розпад міг проходити: ${}_Z^A M_Y > {}_{Z+1}^A M_Y + m_e$, неважко показати з цього (зробіть це самостійно), що така ж умова для відповідних атомів виглядає так: ${}_Z^A M_A > {}_{Z+1}^A M_A$. Хоча Q реакції чітко визначено, але вилітає з ядра дві частинки – енергія перерозподіляється між ними. Тому енергетичний спектр бета-електронів неперевний з максимальною енергією, яка дорівнює Q .





β^{+} -розпад

β^{+} -розпад відноситься до бета-розпаду. Це процес перетворення в середині ядра протону в нейтрон з вильотом позитрона e^{+} і нейтрино ν :



Такий процес неможливий з вільним протоном – маса протона менша за масу нейтрона. Але в ядрах це стає можливим, оскільки в баланс енергій входять енергії зв'язку ядер.

В результаті для ядер можна записати: ${}^A_Z X \rightarrow {}^A_{Z-1} Y + e^{+} + \nu$

Можна записати умову (через маси складових реакції) для того щоб β^{+} -розпад міг проходити: ${}^A_Z M_Y > {}^A_{Z-1} M_Y + m_e$, неважко показати з цього (зробіть це самостійно), що така ж умова для відповідних атомів виглядає так: ${}^A_Z M_A > {}^A_{Z-1} M_A + 2m$.

Приклад β^{+} -розпаду: ${}_{11}^{22}\text{Na} \rightarrow {}_{10}^{22}\text{Ne} + e^{+} + \nu$

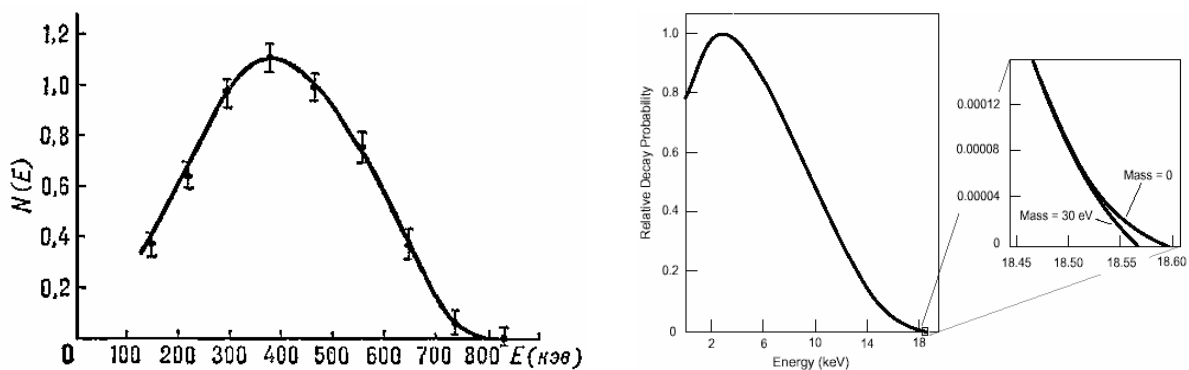


Рис. 6. Бета спектри розпаду нейтрона (зліва) та розпаду тритію (права частина)

Взаємодія β частинок з речовиною

Електрон, як найлегша і найбільш поширена частинка відноситься до легких заряджених частинок. При проходженні через речовину електрони взаємодіють з атомами середовища аналогічно важким частинкам, але є деякі суттєві відмінності. Релятивістські ефекти грають вже помітну роль при достатньо низьких енергіях (порядку 0.5 MeV). Друга важлива відмінність – за рахунок малої маси внесок втрат за рахунок радіаційного випромінювання значний. Середні питомі втрати енергії електронів – сума іонізаційних і радіаційних втрат.

Середні питомі втрати енергії електронів при проходженні одиниці шляху $\frac{dE}{dx}$ (гальмівна

здібність), на англійській мові ця величина називається *stopping power*. Найбільш поширені одиниці $\left[\frac{\text{MeV}}{\text{см}} \right]$.

Середні масові питомі втрати енергії електронів $\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx}$ (масова гальмівна здібність) – на англійській мові ця величина називається *mass stopping power*. Найбільш поширені одиниці $\left[\frac{\text{MeV}}{\text{г/см}^2} \right]$.

Якщо виводити формулу по аналогії з важкими частинками і при цьому детально враховувати релятивістські поправки та квантовомеханічні ефекти, тоді можна отримати формулу (формула Бете):

$$\frac{dE}{dx} = 2\pi N_e \rho \cdot r_0^2 \cdot \frac{mc^2}{\beta^2} \left[\ln \frac{E^2(E+2mc^2)}{2mc^2 I^2} + \frac{E^2/8 - (2E+mc^2) \cdot mc^2 \cdot \ln 2}{(E+mc^2)^2} + 1 - \beta^2 - \delta \right],$$

де E – кінетична енергія електрона

δ - корегуючий множник, який враховує ефекти густини речовини для поляризаційних ефектів. Його можна не враховувати при енергіях електрона порядку 1 МеВ. При 100 МеВ його внесок зменшує втрати на 20%. Класичний радіус електрона r_0 визначається в гаусівській системі одиниць як $r_0 = \frac{e^2}{m \cdot c^2}$, а в системі СІ як $r_0 = \frac{e^2}{4 \cdot \pi \cdot \epsilon_0 \cdot m \cdot c^2}$, де e - заряд електрона, ϵ_0 - діелектрична постійна.

Цю ж формулу часто записують в іншому вигляді (Гаусівська система одиниць):

$$\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi e^4 n}{mv^2} \left[\ln \frac{mv^2 E}{2I^2(1-\beta^2)} - (2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2) \ln 2 + 1 - \beta^2 + \frac{1}{8}(1 - \sqrt{1-\beta^2})^2 \right],$$

Або в системі СІ:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi e^4 n}{(4 \cdot \pi \cdot \epsilon_0)^2 \cdot mv^2} \left[\ln \frac{mv^2 E}{2I^2(1-\beta^2)} - (2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2) \ln 2 + 1 - \beta^2 + \frac{1}{8}(1 - \sqrt{1-\beta^2})^2 \right]$$

де n – кількість електронів в одиниці об'єму, E – релятивістська кінетична енергія електрона, v – швидкість електрона.

При нерелятивістських енергіях (але суттєво вищих за I , коли величина під логарифмом суттєво більша за одиницю) формула зводиться до вигляду (в гаусівській системі):

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi \cdot e^4 n}{mv^2} \ln \frac{mv^2}{2I}$$

Для ультрарелятивістського випадку формула спрощується до вигляду:

$$\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi e^4 n}{mc^2} \left[\ln \frac{E^2}{2I^2 \sqrt{1-\beta^2}} + \frac{1}{8} \right] \quad (1)$$

На відміну від важких частинок, для електронів на практиці важливі обидва граничні випадки, так як верхня гранична енергія дорівнює приблизно 0.5 MeV – електрон ультрарелятивістський уже при енергіях в кілька MeV.

Порівняємо іонізаційні втрати для електронів і важких заряджених частинок. Зверніть увагу, що множники перед дужками з логарифмом практично однакові, а величина в дужках слабо змінюється з енергією. Це означає, що при одній і тій же швидкості і заряді питомі втрати енергії приблизно однакові, незалежно від маси (наприклад електрон і протон). Але при однакових енергіях втрати відрізняються відповідно до мас (втрати протона тої ж енергії приблизно в 2000 більші від втрат електрона). Але при високих енергіях ситуація суттєво змінюється. Швидкість прямує до швидкості світла – вираз перед дужками перетворюється в константу. Залишається тільки вплив складової в квадратних дужках, вона слабо залежить від енергії. Тому при ультрарелятивістських енергіях гальмівна здатність слабо залежить як від маси так і від енергії частинки.

В електродинаміці доводиться, що заряджена частинка, яка рухається з прискоренням, обов'язково буде випромінювати електромагнітні хвилі. Тому заряджена частинка при взаємодії з атомами речовини (локально гальмується або прискорюється) буде випромінювати так зване гальмівне випромінювання (гальмівні гамма-кванти). Втрати енергії на таке випромінювання називаються радіаційними. Інтенсивність гальмівного випромінювання W (кількість енергії, яка випромінюється за секунду) для частинки з прискоренням $a \equiv \frac{dv}{dt}$ в нерелятивістському не квантовому випадку визначається наступним виразом:

$$W = \frac{2}{3} \frac{e^2 z^2}{c^3} |a|^2$$

Замінивши в цій формулі прискорення на силу, яка ділиться на масу $\frac{dv}{dt} = \frac{\mathbf{F}}{m}$, маємо, що інтенсивність гальмівного випромінювання при кулонівській взаємодії з зарядженим центром обернено пропорційна квадрату маси частинки і прямо пропорційно квадрату заряду частинки. Наприклад, радіаційні втрати протона при тій же енергії приблизно на шість порядків менші, ніж для електронів. Також важливе зауваження – в іонізаційні втрати основний внесок роблять зіткнення з атомними електронами, радіаційні втрати обумовлені гальмуванням частинок в полі ядра. Розрахунки з урахуванням релятивістських і квантових ефектів приводять до дуже простої формули:

$$\left(\frac{dE}{dx} \right)_{rad} = \frac{E}{t_r}, \quad (2)$$

де t_r - постійна, яка називається радіаційною довжиною.

Оскільки радіаційні втрати ростуть лінійно, а іонізаційні втрати (див. формулу (1)) при великих енергіях ($v \approx c$) ростуть, як натуральний логарифм від енергії (повільно зростаюча функція), то починаючи з якоїсь критичної енергії $E_{кр}$, радіаційні втрати стануть переважаючими. Для оцінок критичної енергії для електронів можна використовувати просту формулу:

$$\frac{(dE/dx)_{rad}}{(dE/dx)_{ioniz}} \approx \frac{ZE(MeV)}{800}$$

де Z – заряд ядер (атомний номер) атомів речовини, E – кінетична енергія електрона. З формули випливає, що радіаційні втрати перевищують іонізаційні при $E > 800/Z$ MeV . Для важких елементів, таких як свинець, радіаційні втрати переважають вже при енергіях електронів вище 10 MeV. Насправді різні автори наводять близькі формули, в яких замість 800 наводяться і інші числа - від 600 до 800, а замість Z використовують величину близьку до $Z+1$

Енергія, при якій $\frac{(dE/dx)_{rad}}{(dE/dx)_{ioniz}} = 1$, називається критичною (дивіться Рис. 7).

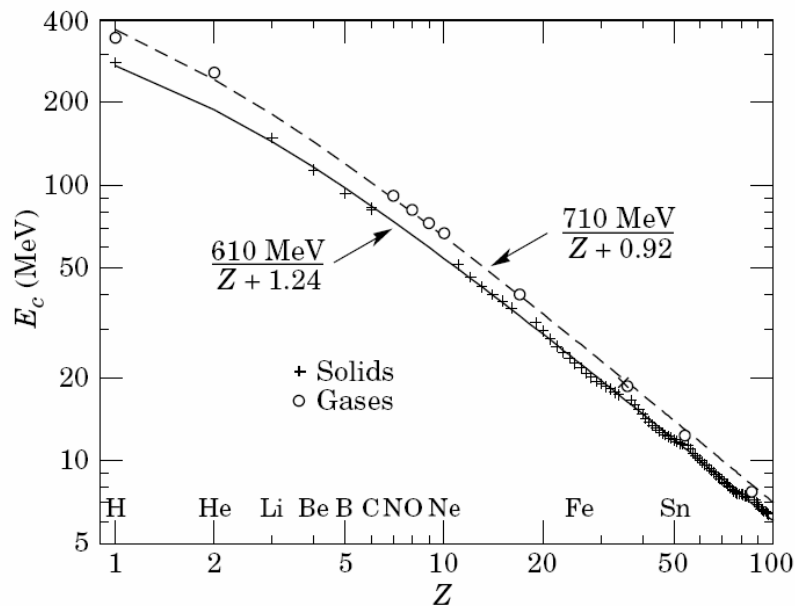


Рис. 7. Залежність критичної енергії від Z (інформація зі звіту PDG)

При високих енергіях електронів, коли можна знехтувати іонізаційними втратами, співвідношення (2) можна проінтегрувати і отримати експоненційно спадаючу залежність енергії електронів від товщини шару x , яку вони проходять: $E = E_0 e^{-x/t_r}$.

Взаємодія γ -квантів з речовиною

Існує достатньо велике число різних видів взаємодії електромагнітного випромінювання з речовиною – з електронами, атомами, ядрами. Для реєстрації та послаблення пучка γ -квантів основну роль грають три процеси: фотоелектричне поглинання (фотоефект), розсіяння фотонів на електронах (комptonівське розсіяння) і утворення електрон-позитронної пари (утворення пар). Повний переріз взаємодії фотонів з атомами σ складається із поперечного перерізу фотоефекту $\sigma_{\text{ф}}$, перерізу комptonівського розсіяння $\sigma_{\text{к}}$ і перерізу утворення пар $\sigma_{\text{п}}$.

При фотоефекті вся енергія γ -кванта $E_{\gamma} = h\nu$ витрачається на відрив електрона від атома, при цьому електрон набуває енергії $E_e = h\nu - I_e$. В цих формулах h - постійна Планка, ν - частота електромагнітної хвилі фотона, I_e - енергія зв'язку електрона в атомі. Отже фотоефект – це взаємодія γ -кванта з атомом як із зв'язаною системою. Фотоефект неможливий на вільному електроні – при цьому не виконуються одночасно закон збереження енергії і імпульсу. Частина імпульсу повинна передаватися атому.

Детальні розрахунки перерізу фотоефекту показують, що цей ефект, головним чином, проходить на К оболонці (до 80 %). Для енергій фотонів E_{γ} порядку енергії спокою електронів, але не близьких до краю К-смуги поглинання, переріз фотоефекту на К-оболонці пропорційний п'ятому степеню заряду атома Z , та обернено пропорційний E_{γ} в степені $7/2$:

$$(\sigma_{\text{ф}})_K = \text{const} \cdot \frac{Z^5}{E_{\gamma}^{7/2}}$$

Отже при енергіях E_{γ} в кілька сотень кеВ із збільшенням енергії гамма-квантів переріз фотоефекту різко падає. Також присутня дуже різка залежність від заряду ядра. Більш точно для атомів із великим Z переріз пропорційний приблизно Z^4 , а для матеріалів із малим Z переріз пропорційний $Z^{4.8}$. Оскільки кожний атом складається з Z електронів, переріз фотоефекту на один електрон залежить як Z^3 і $Z^{3.8}$, для матеріалів з малим і великим значенням Z відповідно. Оскільки кількість електронів на одиницю маси речовини майже не залежить від Z , можна очікувати, що масові коефіцієнти будуть мати відповідну залежність від Z (Z^3 і $Z^{3.8}$). При енергіях E_{γ} суттєво більших за енергію спокою електрона переріз

фотоефекту не так сильно зменшується із збільшенням енергії γ -квантів – він стає обернено пропорційним першій степені E_γ .

Для комптонівського розсіювання, якщо енергія фотона є набагато більшою від енергії зв'язку електрона в атомі, можливо розглядати пружне зіткнення γ -кванта з вільним електроном. Тоді із законів збереження енергії та імпульсу можна отримати зв'язок між енергією налітаючого γ -кванта E_γ , енергією розсіяного γ -кванта E'_γ , енергією розсіяного електрона E_e , кутом розсіювання γ -кванта (θ).

$$E_e = E_\gamma \frac{\alpha(1 - \cos \theta)}{1 + \alpha(1 - \cos \theta)}$$

$$E'_\gamma = E_\gamma \frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos \theta)}, \text{ де } \alpha = \frac{E_\gamma}{mc^2}$$

Якщо фотон вибиває електрон у напрямку свого руху, фотон буде розсіюватися на кут $\theta = 180^\circ$. Для цього випадку електрон буде мати найбільшу енергію E_{\max} , розсіяний фотон матиме найменшу енергію E'_{\min} . Підставимо $\theta = 180^\circ$ в рівняння і отримаємо:

$$E_{\max} = E_\gamma \frac{2\alpha}{1 + 2\alpha}, \quad E'_{\min} = E_\gamma \frac{1}{1 + 2\alpha}$$

При великих значеннях E_γ , коли $\alpha \gg 1$ (тобто $E_\gamma \gg mc^2$) 2α набагато більше 1 і цією одиницею можна знехтувати в знаменнику. В результаті маємо для цього випадку $E'_{\min} = E_\gamma \frac{1}{2\alpha} = \frac{1}{2} mc^2$. Тобто при великих енергіях налітаючих гамма-квантів значення мінімально можливої енергії розсіяних гамма-квантів прямує до $\frac{1}{2}$ від енергії спокою електрона ($\frac{1}{2}$ від 511 кеВ). Розрахунок перерізу комптонівського розсіювання коректно може бути виконаний з використанням квантово-механічного підходу. Клейн і Нішина показали, що диференціальний переріз по тілесному куту можна представити у вигляді добутку класичного Томсонівського перерізу розсіювання на деякий фактор.

Повний переріз комптонівського розсіювання:

$$\sigma = \frac{3}{4} \sigma_0 \left\{ \left(\frac{1 + \alpha}{\alpha^2} \right) \left(\frac{2(1 + \alpha)}{1 + 2\alpha} - \frac{\ln(1 + 2\alpha)}{\alpha} \right) + \frac{\ln(1 + 2\alpha)}{2\alpha} - \frac{1 + 3\alpha}{(1 + 2\alpha)^2} \right\}$$

$$\text{де } \sigma_0 - \text{ класичний Томсонівський переріз } \sigma_0 = \frac{8}{3} \pi r_0^2$$

Зверніть увагу, що переріз розсіювання на електроні не залежить від атомного номеру. Для перерізу на атомі формулу для перерізу на електроні необхідно домножити на Z .

Важливою характеристикою для потреб детектування гамма-випромінювання є розподіл по енергії комптонівських електронів. Формула для диференціального перерізу по енергії електронів:

$$\frac{d\sigma(E)}{dE} = \frac{3}{8} \frac{\sigma_0}{\alpha E_\gamma} \left\{ 2 - \frac{2E}{\alpha(E_\gamma - E)} + \frac{E^2}{\alpha^2(E_\gamma - E)^2} + \frac{E^2}{E_\gamma(E_\gamma - E)} \right\},$$

Коли енергія гамма-квантів перевищує поріг 1022 кеВ ($2 \cdot m_e c^2$ - подвоєна енергія спокою електрона), стає можливим ефект утворення електрон-позитронної пари. Фотон в полі ядра атома може утворити електрон і позитрон, передавши їм всю свою енергію і повністю зникнути. Також цей процес може проходити в полі електрона, але його імовірність буде на три порядки менша в порівнянні з ефектом в полі ядра. Існування порогу пов'язане з тим, що для появи пари необхідна енергія, більша за дві маси електрона (маса позитрона дорівнює масі електрона). Для випадку утворення пари в полі ядра поріг практично дорівнює $2 \cdot m_e c^2$. Залишок енергії $E_\gamma - 2 \cdot m_e c^2$ передається електрону і позитрону у вигляді кінетичної енергії. Для ефекту в полі електрона поріг в два рази вищий. Переріз утворення пар швидко наростає з ростом енергії гамма-квантів вище порогу, а далі швидкість наростання зменшується, і при дуже великій енергії ($E_\gamma \gg 137 m_e c^2 Z^{-1/3}$) досягає постійного значення. В загальному випадку залежність від енергії гамма-квантів є достатньо складною, але для енергій, близьких до порогу, переріз зростає як $\ln E_\gamma$. Переріз взаємодії на атомі залежить від Z^2 , переріз на електроні атома пропорційний Z . Енергія фотона майже рівномірно розподіляється між електроном і позитроном. Але зі збільшенням енергії налітаючого фотона в розподілі з'являється асиметрія.

Позитрони за короткий час анігілюють з одним з електронів середовища. Імовірність такого процесу різко збільшується, коли енергія позитрону наближається до нуля, тому можна вважати непоганим наближенням твердження, що позитрони анігілюють після віддачі усієї своєї кінетичної енергії атомам середовища. В результаті анігіляції з найбільшою імовірністю утворюються два гамма кванти з енергією 511 кеВ кожен, оскільки має місце зворотній процес - дві електронні маси конвертуються в енергію гамма квантів. Виходячи із одночасного виконання законів збереження імпульсу і енергії, а також того факту, що електрон і позитрон анігілюють, маючи, в основному, майже нульову кінетичну енергію, можемо зробити висновок, що в більшості випадків повинні вилітати в протилежних напрямках 2 гамма-кванти однакової енергії, яка дорівнює $m_e c^2$. Один гамма-квант вилетіти не може. Імовірність вильоту трьох

гамма-квантів під кутами 120° (закон збереження імпульсу) у багато разів менша в порівнянні із випадком вильоту двох γ -квантів.

Отже, можна підсумувати особливості взаємодії гамма-квантів з речовиною для різних ефектів. Як лінійний (μ), так і масовий сумарні коефіцієнти ослаблення є сумою коефіцієнтів ослаблення для фотоефекту (μ_f), комптонівського розсіяння (μ_k) та ефекту утворення пар (μ_p). В результаті різних залежностей від Z і E_γ маємо складну поведінку сумарного коефіцієнту ослаблення. Спочатку він швидко падає із збільшенням E_γ (разом з падінням перерізу фотоефекту, який є основним в області енергій від десятків кеВ до $100\div 200$ кеВ). Далі коефіцієнт досягає свого мінімуму (достатньо широкого), який пов'язаний із збільшенням відносного внеску (порівняно з фотоефектом) перерізу комптонівського розсіяння і початком росту перерізу утворення пар. Далі він росте, повторюючи залежність від енергії для ефекту утворення пар. Для атомів з малим Z основний внесок дає комптонівське розсіяння. При великому Z в області не дуже високих енергій фотоефект робить основний внесок в сумарний коефіцієнт ослаблення (Рис. 8.).

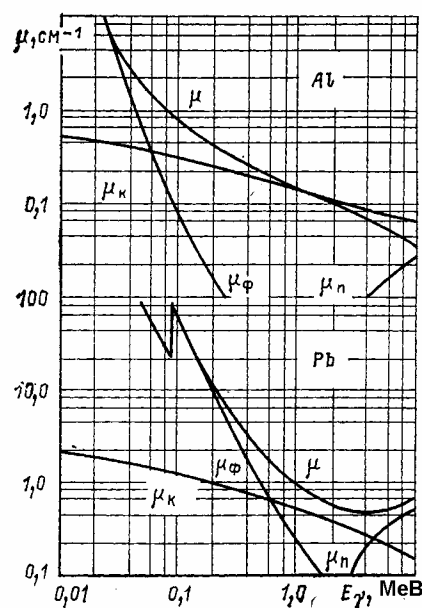


Рис. 8. Залежність μ_f , μ_k , μ_p для свинцю (Pb) і алюмінію (Al) від енергії фотонів.

Функція відгуку сцинтиляційного детектора

На рис. 9 наведено приклад спектру сцинтиляційного детектора.

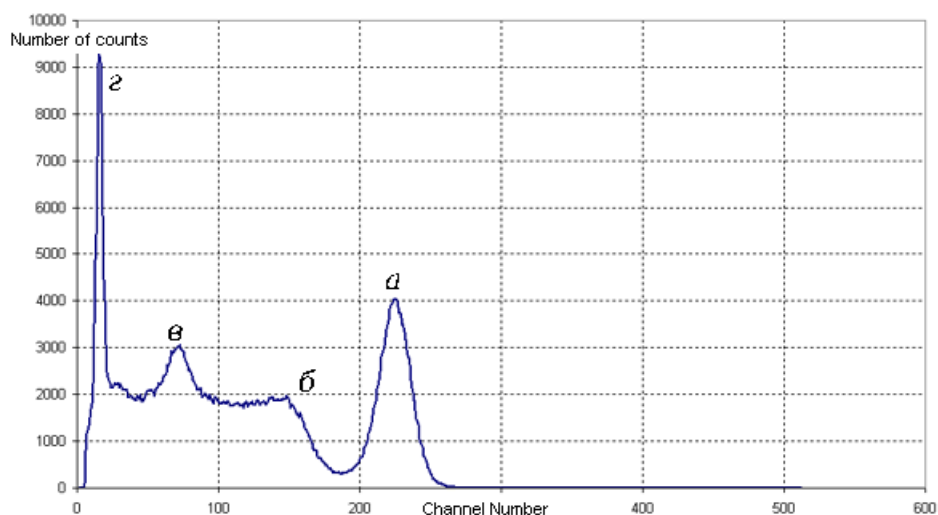


Рис. 9. Амплітудний спектр імпульсів від гамма-квантів ^{137}Cs в скінтіляційному детекторі NaI(Tl): а – пік повного поглинання (662 кеВ); б – границя спектру комптонівських електронів (478 кеВ); в – пік зворотного розсіювання (184 кеВ); г – пік від рентгенівського К-випромінювання ^{137}Ba (~33 кеВ)

Між неперервним розподілом, який обумовлено комптонівським розсіюванням, і піком повного поглинання є провал, пов'язаний з тим, що при одноразовому розсіянні гамма-квант не може передати всю свою енергію електрону.

На рис. 10 наведено блок-схему найпростішого скінтіляційного спектрометра із фоточутливим сенсором – вакуумним скляним ФЕП (ФЕУ, РМТ). Такого типу спектрометр використовується в даній роботі. Основними елементами спектрометра є скінтілятор -1, фотопомножувач ФЕП (ФЕУ, РМТ), емітерний повторювач - 2 (може бути відсутнім), спектрометричний підсилювач – 3, багатоканальний аналізатор імпульсів- 4 (аналогово-цифровий перетворювач), реєструючий пристрій -5 (комп'ютер).

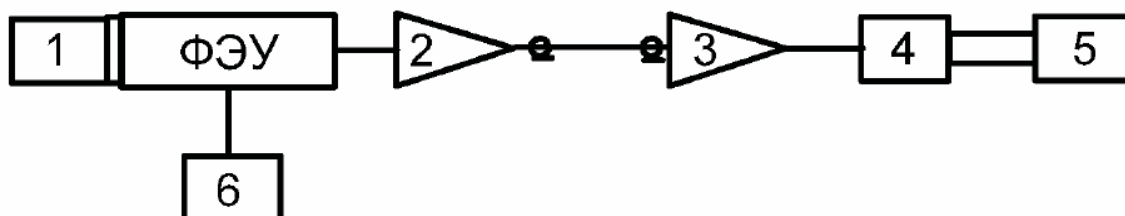


Рис. 10. Блок-схема скінтіляційного спектрометра

Форму сигналів у часі з ФЕП наведено на рис. 11.

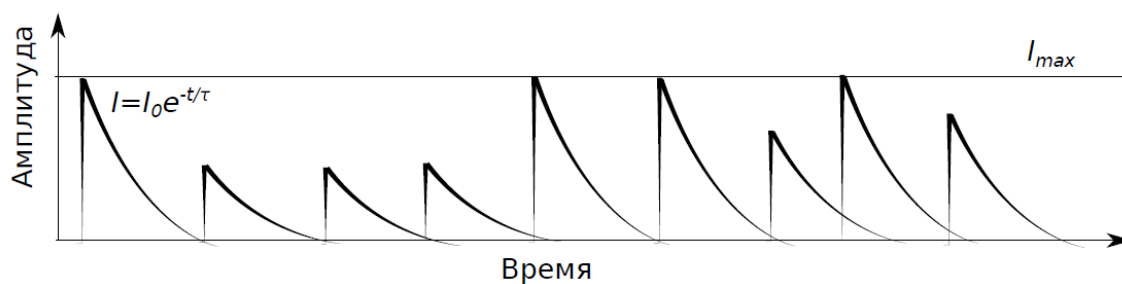


Рис. 11. Часова розгортка сцинтиляційних імпульсів з ФЕП

На рис. 12 спрощено наведено функцію відгуку для неорганічного сцинтилятора. Зліва внизу наведено випадок, коли енергія гамма квантів є меншою за подвійну енергію спокою електрона.

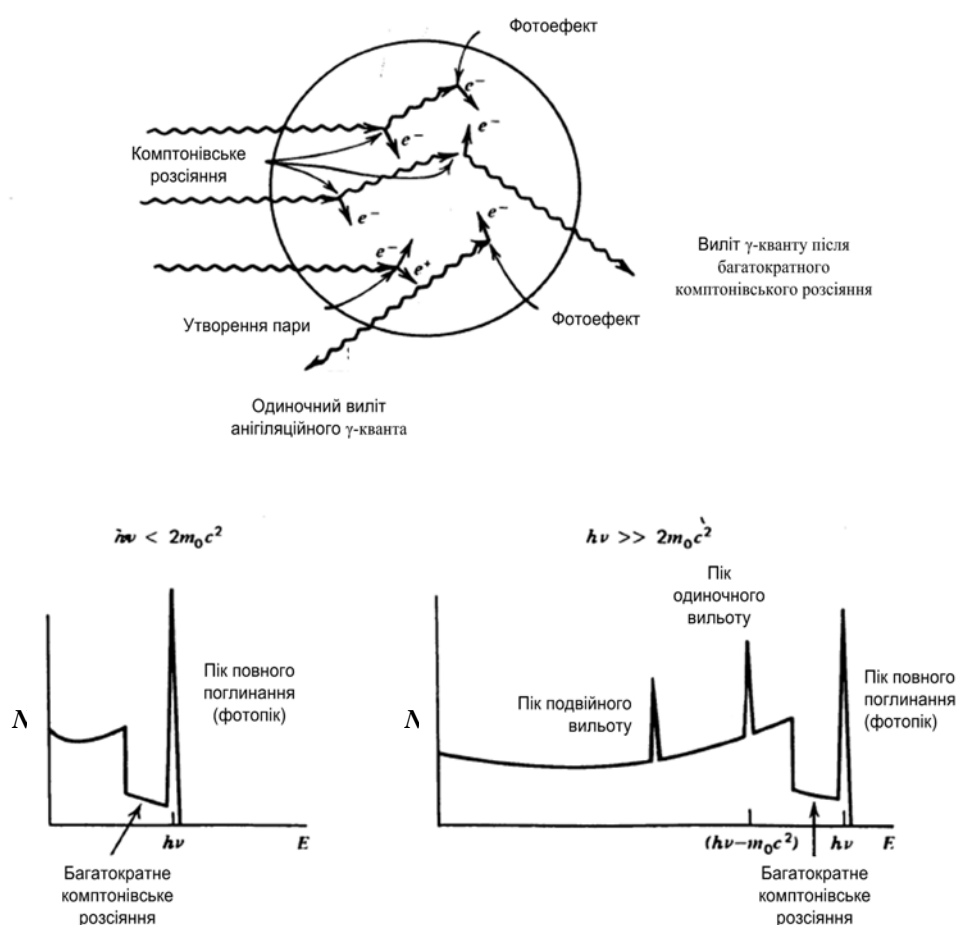


Рис. 12. Функція відгуку неорганічного сцинтилятора

При цьому ефект утворення пар проходити не може. Є тільки неперервний спектр, пов'язаний з комптонівським розсіянням і фотопік. Для кристалів великого об'єму крім

фотопіку таку ж енергію має і пік повного поглинання, що утворюється після каскаду кількох комптонівських розсіянь, коли гамма-квант поглинається за рахунок фотоефекту. Такий каскад детектор не може розрізнити як набір окремих імпульсів взаємодії, а інтенсивність всіх імпульсів сумується і дорівнює інтенсивності, яка відповідає енергії фотопіку. Неперервний розподіл між фотопіком і краєм комптонівського розподілу відповідає випадку, коли проходить кілька комптонівських розсіянь, але частина енергії не поглинулась (залишковий квант вилетів з чутливого об'єму детектора). При достатньо великих енергіях гамма-квантів (кілька MeV) починає домінувати ефект утворення електрон-позитронних пар. Позитрон втрачає всю свою кінетичну енергію і анігілює з електроном речовини сцинтилятора, утворюються два гамма-кванти по 511 кеВ кожний. Якщо вся кінетична енергія електрона і позитрона поглинеться в сцинтиляторі і обидва анігіляційні гамма-кванти теж, тоді сумарна поглинена енергія буде дорівнювати початковій енергії гамма-кванта (енергії фотопіку). Якщо один анігіляційний гамма-квант вилетить за межі детектора, тоді енергія такого піка буде на 511 кеВ менша від енергії фотопіку – такий пік в спектрі називається піком одиночного вильоту. І якщо обидва анігіляційних гамма-квантів вилетять за межі детектора, тоді енергія такого піка буде на $511 \cdot 2 = 1022$ кеВ менша від енергії фотопіку – такий пік називається піком подвійного вильоту. Якщо навколо сцинтилятора багато речовини (свинцевий захист, масивний ФЕП і т.п.), тоді в спектрі особливо добре проявляється пік зворотного розсіяння та піки рентгенівського характеристичного випромінювання, а у випадку високих енергій гамма квантів – цей анігіляційний пік 511 кеВ. Гамма кванти взаємодіють з речовиною навколишнього середовища біля сцинтилятора – вибивають за рахунок фотоефекту з К-оболонки електрони, утворюється характеристичне випромінювання цієї речовини (наприклад рентгенівська лінія свинцю у випадку свинцевого захисту).

При розпаді ядра (β чи α -розпад) змінюється заряд дочірнього ядра і відповідно повинна перебудовуватися електронна оболонка атома цього дочірнього ядра. Це, як правило, призводить до інтенсивного рентгенівського характеристичного випромінювання цих ядер. Ці лінії можна часто спостерігати в гамма-спектрах.

Характеристики сцинтиляційних детекторів

Основні характеристики сцинтиляційних детекторів: структура вимірювального тракту, функція відгуку детектора, форма сигналу, енергетичні і часові характеристики, роздільна здатність.

Функції відгуку наведено вище, блок-схема лабораторної роботи для детектору з вакуумним скляним ФЕП наведено на рис. 13.

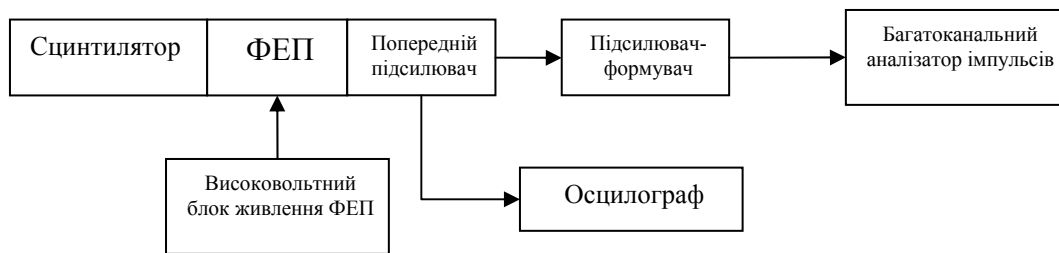


Рис. 13. Блок-схема для детектору з вакуумним скляним ФЕП.

Мета роботи

Дослідити взаємодію γ -квантів з речовиною, використовуючи для цього сцинтиляційний спектрометр.

Завдання

1. Ознайомитися з вимогами по підготовці звіту про виконання лабораторної роботи.
2. Ознайомитися з апаратурою, необхідною для роботи. Ознайомитись із блок-схемою експериментальної установки (рис. 13). Зібрати установку згідно блок-схеми та підібрати параметри складових установки (консультуючись із викладачем чи відповідальним за функціонування апаратури в лабораторії). Зробити записи про склад, функціональне призначення цієї апаратури.
3. Для кожного сцинтилятора із наданого викладачем набору за допомогою осцилографа подивіться форму імпульсу з анода та динода ФЕП та оцініть час висвічування τ . Замалюйте форму сигналів.
4. Порівняйте функції відгуку різних сцинтиляторів до α -, β - та γ -випромінювання та поясніть отримані результати з точки зору взаємодії випромінювання з речовиною.
5. Визначте роздільну здатність детекторів та оцініть ефективність реєстрації.
6. Порівняйте відносні світловиходи різних сцинтиляторів для електронів фіксованої енергії. Коефіцієнт підсилення та напругу на ФЕП виберіть оптимальними та зберігайте їх постійними упродовж експерименту.
7. Виміряйте відношення світловиходів $\kappa_\alpha/\kappa_\beta$ для кристала стильбену. Врахуйте, що в експерименті енергія α -частинок може відрізнятися від енергії електронів.
8. Зніміть залежність амплітуди на виході сцинтиляційного детектора від напруги на ФЕП та побудуйте хід кривої для коефіцієнтів підсилення у відносних одиницях. Оцініть кількість динодів фотопомножувача.

Контрольні питання

1. Намалуйте графік залежності питомих втрат від кінетичної енергії налітаючої частинки та поясніть його поведінку на різних частинах.
2. Види взаємодії γ -квантів з речовиною.
3. Основні властивості фотоефекту.
4. Основні властивості комптонівського розсіяння.
5. Основні властивості ефекту утворення пар.
6. Пояснити природу піків одиночного та подвійного вильоту.
7. Яка ефективність реєстрації γ -випромінювання органічними та неорганічними сцинтиляторами?
8. Яка енергетична залежність світловиходу неорганічних сцинтиляторів для електронів, протонів та α -частинок?
9. Який принцип роботи фотопомножувача? Часові та спектрометричні фотопомножувачі.

Рекомендована література

1. Р. Ю. Шендрик. Введение в физику сцинтилляторов - 1. Т.1, Иркутск: ИГУ, 2013.
2. Р. Ю. Шендрик, Е. А. Раджабов. Введение в физику сцинтилляторов - 2. Т.2, Иркутск: ИГУ, 2014.
3. Ю.Н. Харжеев. Сцинтилляционные счетчики в современных экспериментах физики высоких энергий. // ЭЧАЯ, Т.46, Вып.4, 2015.
4. А.И.Абрамов, Ю.А.Казанский, Е.С.Матусевич. Основы экспериментальных методов ядерной физики. М., Энергоатомиздат, 1985.
5. Ch. Hacker. Radiation Decay (RADDECAY). <http://132.234.129.50/Downloads/RadDec.html>
6. ENSDF - Evaluated Nuclear Structure Data File. <http://www.nndc.bnl.gov/ensdf/>

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА №5

ВИКОРИСТАННЯ НАПІВПРОВІДНИКОВОГО ДЕТЕКТОРА ТА ДЖЕРЕЛА АЛЬФА-ЧАСТИНОК ДЛЯ ВИЗНАЧЕННЯ ТОВЩИН ТОНКИХ ПЛІВОК

Теоретична частина

Напівпровідникові детектори заряджених частинок

Газонаповнені детектори мають два недоліки. По-перше, щільність газу низька і енергія, що втрачається частинкою в обсязі детектора мала, що не дозволяє ефективно реєструвати високоенергетичні частинки і частинки, які призводять до малої іонізації. По-друге, енергія, необхідна для народження пари електрон-іон в газі велика (30-40 еВ), що збільшує відносні флуктуації числа зарядів і погіршує енергетичну роздільну здатність. Значно більш зручними в цьому плані є детектори з твердотільним робочим середовищем. Найбільшого поширення набули напівпровідникові детектори з кристалів кремнію (щільність 2.3 г/см^3) і германію (5.3 г/см^3). У напівпровідниковому детекторі певним чином створюється чутлива область, в якій немає вільних носіїв заряду. Потрапивши в цю область, заряджена частинка викликає іонізацію, відповідно в зоні провідності з'являються електрони, а у валентній зоні - дірки. Під дією напруги, прикладеної до нанесеної на поверхню чутливої зони електродів, виникає рух електронів і дірок, формується імпульс струму. До напівпровідникового кристалу прикладається напруга до декількох кВ, що забезпечує збір всіх зарядів, утворених часткою в обсязі детектора.

Енергія, необхідна для народження однієї пари електрон-дірка в кремнії дорівнює 3.62 еВ при температурі $T = 300 \text{ K}$ і 3.72 еВ при $T = 80 \text{ K}$, в германії вона дорівнює 2.95 еВ при $T = 80 \text{ K}$. Це при використанні напівпровідникового лічильника в якості спектрометра дозволяє в кілька разів поліпшити енергетичну роздільну здатність в порівнянні з газонаповненими лічильниками, такими як іонізаційна камера і пропорційний лічильник.

Для реєстрації заряджених частинок використовують кремнієві детектори і детектори з надчистого германію (HPGe). Товщина чутливої області кремнієвих детекторів не перевищує 5 мм, що відповідає пробігу протонів з енергією $\sim 30 \text{ MeV}$ і α -частинок з енергією $\sim 120 \text{ MeV}$. Для германію товщина 5 мм відповідає пробігам протонів і α -частинок з енергіями $\sim 40 \text{ MeV}$ і $\sim 160 \text{ MeV}$ відповідно. Більш того, германієві детектори можуть бути виготовлені з набагато більш товстої чутливою областю.

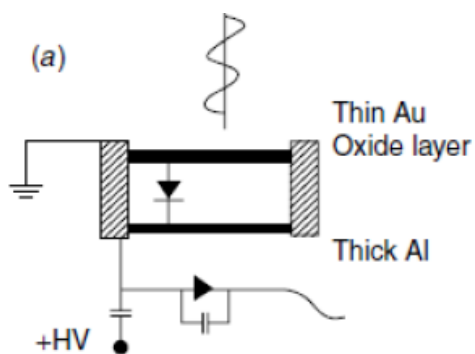
Кремнієві детектори часто використовують при кімнатній температурі. Германієві детектори завжди охолоджують до азотних температур.

- Після гальмування зарядженої частинки в n-p-переході і утворення пар електрон-дірка електричне коло детектора замикається. Протягом деякого часу в ньому протікає електричний струм.
- Через n/p детектор постійно протікає власний (темновий) струм, тому заряджену частинку можна зареєструвати, якщо робочий струм набагато більше темнового.
- Темновий струм не повинен перевищувати 10^{-8} - 10^{-10} А. Ця умова виконується для кремнієвих детекторів при кімнатній температурі, для германієвих - при охолодженні до -140 - 160 С°.
- Рухливість електронів і дірок, а, отже, час збирання їх на електродах детектора відрізняються не більш ніж в 3 рази.
- У напівпровідниковому детекторі завжди здійснюється повне збирання як електронів, так і дірок, внаслідок чого відсутній індукційний ефект.
- При охолодженні детектора рухливості електронів і дірок збільшуються і стають приблизно рівними за величиною.
- Час збирання електронів і дірок в напівпровідниковому детекторі становить 20-100 нсек і значно менше часу збирання іонів в газовому детекторі. Тому напівпровідникові детектори мають хорошу швидкодію і відповідно малий роздільний час.

Поверхнево-бар'єрні напівпровідникові детектори (ПБ НПД)

ПБ НПД коротко позначають хімічними символами вихідного n-напівпровідника і золотого електрода. Наприклад, в Si-Au-детекторі n-напівпровідником служить кремній. ПБ НПД найбільш поширені, тому що не вимагають спеціального охолодження для зниження темнового струму. Детектор складається з тонкого циліндричного шматка (пластинки) чистого кремнію n-типу з високим питомим опором і з тонким золотим контактом з одного боку та алюмінієвим контактом з іншого. Золотий контакт - це тонкий шар, через який заряджені частинки надходять у кремній.

Якраз під золотом знаходиться шар оксиду, який утворює напівпровідниковий перехід (або бар'єр). Золотий шар чутливий до фізичного зносу та шар оксиду може бути збіднений тривалим впливом вакууму. Оксидний шар також дуже чутливий до органічних молекул, але це можна відновити при правильних реставраційних діях.



Товщина чутливого до випромінювання шару n-p переходу не перевищує 0,2-0,5 мм. ПБ НПД реєструють заряджені частинки, пробіги яких укладаються в чутливому шару: уламки поділу, альфа-частинки, протони і електрони до енергій 500 кеВ. Заряджені частинки проникають в n-p перехід через тонкий шар золота, в якому вони втрачають незначну частину своєї енергії.

Дифузійні напівпровідникові детектори (ДНПД)

n-p-перехід отримують методом дифузії в тонкий поверхневий шар p- або n-напівпровідника донорних або акцепторних атомів. Більшість ДНПД виготовляють з р-кремнію, в який вводять фосфор в якості донора. Технологія виробництва заготовок для ДНПД і ПБ НПД однакова. Після шліфування бічну поверхню покривають захисною плівкою і на одну поверхню наносять електрод - шар алюмінію. Іншу площину покривають розчином P_2O_5 в етиленгліколі. Заготовку розміщують на 1-2 години в атмосферу сухого аргону при $500-800^0$ С. Фосфор при дифузії в кремній, не тільки компенсує акцепторні домішки, але і перетворює поверхневий шар р-кремнію товщиною приблизно в 1 мкм в n-кремній. Електроди ДНПД (алюміній і n-кремній) підключають через притискні контакти. Товщина чутливого шару р-n-переходу дифузійного НПД становить кілька десятих мм. ДНПД реєструє такі ж частинки, як і ПБ НПД. Частинки попадають в n-p-перехід через n-кремній, проходячи через який вони практично не зменшують своєї енергії.

p-i-n напівпровідникові детектори

Для реєстрації бета-частинок і гамма-квантів необхідна велика товщина чутливого шару, ніж у ПБ НПД і ДНПД. Цю товщину можна збільшити, якщо в р-напівпровідник (германій або кремній) ввести донорну домішку літію методами дифузії і дрейфу. Швидкість проникнення літію в матеріал детектора в 10^7 разів більше, ніж для інших донорів. Така висока швидкість пов'язана з рядом особливостей поведінки літію в кристалічній ґратці напівпровідника. Енергія

зв'язку зовнішнього електрона атомів літію, які введено в напівпровідник, становить всього 0,033 еВ в кремнії і 0,0043 еВ в германії. Цей зовнішній, слабо зв'язаної електрон атоми літію втрачають, перетворюючись в позитивні іони літію. Діаметр іона літію настільки малий, що при дифузії він розташовується в міжвузлях кристалічної ґратки тонкого поверхневого шару напівпровідника. Якщо до напівпровідника прикласти зовнішню напругу, то під дією електричного поля іони літію починають дрейфувати в середину напівпровідника по міжвузлях кристалічної ґратки.

Отримання товстого чутливого шару: у бездомішковому напівпровіднику має місце залежна від температури рівновага між процесом утворення вільних електронів, дірок і їх рекомбінацією. У той же час в напівпровіднику завжди містяться домішки донорного або акцепторного типу. Домішки створюють вільні заряди відповідного типу, порушують рівновагу між зоною провідності і валентною зоною і ведуть до виникнення провідності того чи іншого типу. Якщо в напівпровідник додано акцептор, то виникає більше дірок.

Процес рекомбінації відновлює порушену рівновагу і забезпечує виконання умов

$$n_e n_d = n_o^2, n_e < n_o, n_d > n_o,$$

де n_e - число електронів у зоні провідності; n_d - число дірок в валентній зоні.

Збільшення числа дірок призводить до зменшення числа електронів. Якщо в такий напівпровідник ввести донорну домішку, то відбудеться зменшення числа дірок і збільшення числа електронів. У разі рівного розподілу концентрацій донора і акцептора у напівпровіднику він не буде відрізнятися від бездомішкового, тому що у ньому знову буде n_o електронів в зоні провідності і n_o дірок в валентній зоні. Такий провідник називають повністю компенсованим.

Якщо до провідника прикласти напругу, то через нього потече власний струм.

Акцептор створює в напівпровіднику n_1 нерухомих негативних іонів і n_1 вільних дірок, донорна домішка - n_1 нерухомих позитивних іонів і n_1 вільних електронів. Дірки і електрони рекомбінують, а нерухомі іони не переносять електричного заряду.

Повністю скомпенсований напівпровідник є основою для отримання чутливого шару завтовшки до 2 см. Великий чутливий шар називають і - шаром. Детектори з таким шаром називають детекторами р-і-п типу. і-шар отримують методом дрейфу літію – і такі детектори називають кремній-літієвими і германій-літієвими.

Пробіги α -частинок в речовині

Шлях важких заряджених частинок (протони, α -частинки, важкі іони) в речовині практично прямолінійний, заряджена частинка поступово втрачає енергію, розсіюючись в основному на електронах атомів середовища. Тобто, при достатньо великих енергіях кількість важких заряджених частинок в пучку не зменшується при проходженні деякої товщини поглинача. Тільки коли енергія частинок наближується до нуля, їх кількість в пучку поступово починає зменшуватися. Для моноенергетичних частинок причина відсутності різкого краю розподілу кількості частинок від товщини поглинача пов'язана з тим, що в процесі іонізації внаслідок статистичних флуктуацій пробіги мають розкид біля середнього, який описується функцією Гауса. Пробіг визначається в одиницях довжини (см) чи в масовій товщині (г/см^2). Для важких частинок визначають середній пробіг R_a – як товщина шару речовини, після проходження якого поглинається половина частинок. Також використовується (достатньо рідко для важких заряджених частинок) поняття екстрапольованого пробігу R_e – він визначається як точка перетину з віссю 0-X дотичної до кривої пробігу в точці, яка відповідає поглинанню половини частинок. На рис. 1 наведено ілюстрацію вище вказаного.

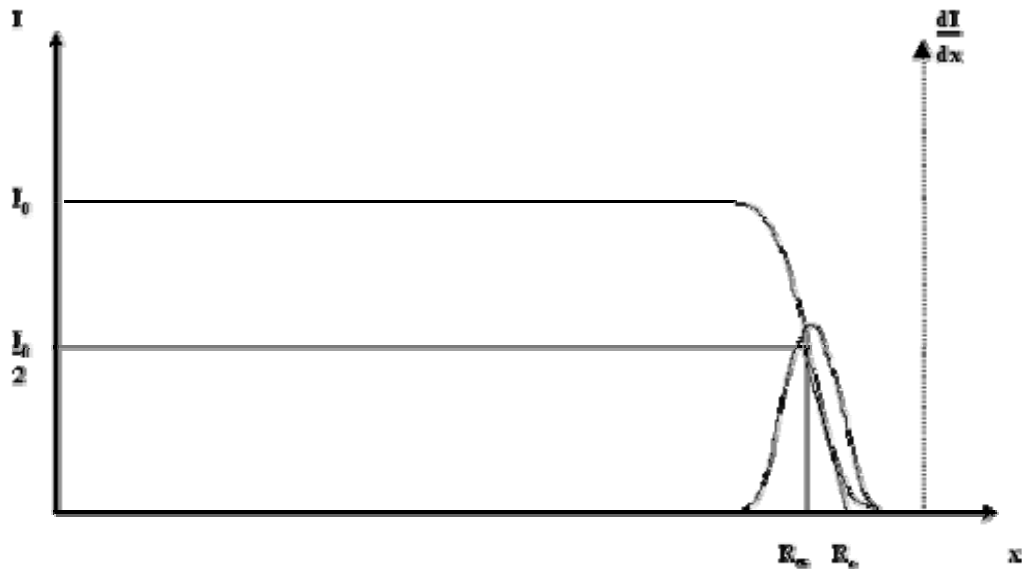


Рис. 1 Залежність відносного числа (I) моноенергетичних важких заряджених частинок, які пройшли через шар поглиначя, від товщини шару (x)

Взагалі кажучи, відрізок пробігу можна визначити проінтегрувавши функцію енергетичних втрат на одиниці шляху у відповідному діапазоні втраченої енергії. Тобто пробіг частинки, яка втратила частину своєї енергії від E_{\max} до E_{\min} дорівнює

$$R = - \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \frac{1}{\frac{dE}{dx}} dE$$

При достатньо великих енергіях частинок енергетичні втрати важких частинок за рахунок іонізації достатньо добре описуються формулою Бора

$$\frac{dE}{dx} = 4\pi N_e \rho \cdot r_0^2 \cdot \frac{z^2 m c^2}{\beta^2} \left[\ln \frac{2m c^2 \beta^2}{I(1-\beta^2)} - \beta^2 - \sum_i \frac{C_i}{Z} \right], \text{ де } N_e = \frac{N_A Z}{A} - \text{кількість електронів на}$$

одиницю маси речовини, N_A - число Авогадро, A , Z – масове число атома та номер хімічного елемента речовини мішені, r_0 - класичний радіус електрона, m - маса електрона, ρ - густина

речовини, c – швидкість світла, $\beta = \frac{v}{c}$, v - швидкість зарядженої частинки, I – середній

іонізаційний потенціал. Середній іонізаційний потенціал змінюється від приблизно 15 еВ для водню до 810 еВ для урану. Для елементів із $Z > 47$ відношення $I/Z \approx 8.8 \pm 0.3$. Останній член в дужках називається оболонковою поправкою і враховує зв'язок електронів в атомі – ця величина важлива тільки для високоточних розрахунків і в першому наближенні нею можна нехтувати. Член в квадратних дужках – функція енергії частинки, яка слабо зростає (наприклад,

для протонів від енергії 0.5 MeV до 100 MeV цей член змінюється всього лиш приблизно в двічі).

На жаль при наближенні енергії частинки E_{\min} до нуля (порядку енергії зв'язку електрона в ядрі – десятки кеВ і нижче) розрахунок $\frac{dE}{dx}$ різко ускладнюється.

При таких енергіях заряджені важкі частинки, а це, як правило, ядра різних атомів, можуть обмінюватися електронами (захоплювати і віддавати) із атомами речовини поглинача. Також визначальну роль (в порівнянні із іонізацією) починають грати процеси збудження атомів речовини. Загальноприйнятої теорії таких процесів збудження і обміну електронами, яка б задовільно описувала експериментальні дані, немає. А внесок в загальну величину пробігу цієї низькоенергетичної частини може бути великим – при захопленні електронів речовини заряджений іон може перетворитися в нейтральний атом і пройти достатньо велику відстань без взаємодії, а потім знову втратити електрон і продовжувати після цього втрачати залишки енергії як іон. Тому до цього часу поширене використання різних емпіричних формул на основі апроксимації експериментальних даних, які встановлюють зв'язок середнього пробігу зарядженої важкої частинки з її початковою енергією. Наведемо кілька таких популярних формул.

Для оцінки довжини пробігу протонів у повітрі при нормальних умовах можна використовувати наближену формулу, яка є справедливою в діапазоні енергій протонів від кількох MeV до 200 MeV:

$$R_p[\mathcal{M}] = \left(\frac{E[\text{MeV}]}{9.3} \right)^{1.8},$$

При цьому пробіг α -частинки пов'язаний з пробігом протону (при однакових початкових швидкостях) як:

$$R_p[\text{cm}] = 1.007 R_\alpha[\text{cm}] - 0.20$$

Взагалі враховуючи формулу Бете-Блоха (Бора) можна записати, що відношення довжин пробігів різних частинок з однаковими початковими і кінцевими швидкостями визначається співвідношенням:

$$\frac{R_{z_1 M_1}}{R_{z_2 M_2}} = \frac{M_1 \cdot z_2^2}{M_2 \cdot z_1^2}, \text{ де } M \text{ та } z - \text{відповідно маса і заряд частинок}$$

Інша формула пов'язує пробіг α -частинки в повітрі з її початковою енергією (для енергій α -частинок природних радіоактивних ізотопів – 4-7 MeV):

$$R_{\alpha} [cm] = 0.32(E[MeV])^{3/2}$$

В таблиці наведено деякі характерні приклади пробігів α -частинок в речовині

Пробіги α -частинок в повітрі, біологічній тканині, алюмінії				
Енергія α -частинок, MeV	4	6	8	10
Повітря, см	2.5	4.6	7.4	10.6
Біологічна тканина, мкм	31	56	96	130
Алюміній, мкм	16	30	48	69

Видно, що пробіг в повітрі α -частинок чисельно в сантиметрах приблизно дорівнює їх енергії в MeV. В твердих речовинах пробіг складає приблизно одиниці і десятки мікрометрів. Як вже раніше було вказано, гальмівна здатність речовини характеризується питомими енергетичними втратами $\frac{dE}{dx}$. Ці втрати різко збільшуються із зменшенням енергії частинки і особливо різко для важких частинок перед зупинкою при гальмуванні в речовині (так званий пік Брегга), див. рис. 2.

Цей ефект широко використовується в терапії онкологічних захворювань (раку), де дуже важливо забезпечити максимальне виділення енергії в глибоко розташованій пухлині, мінімально пошкоджуючи навколишні здорові тканини.

Енергетичні спектри α -частинок вимірюють різними способами – за допомогою іонізаційних камер, твердотільних трекових детекторів і т. д. Але найбільш зручний і

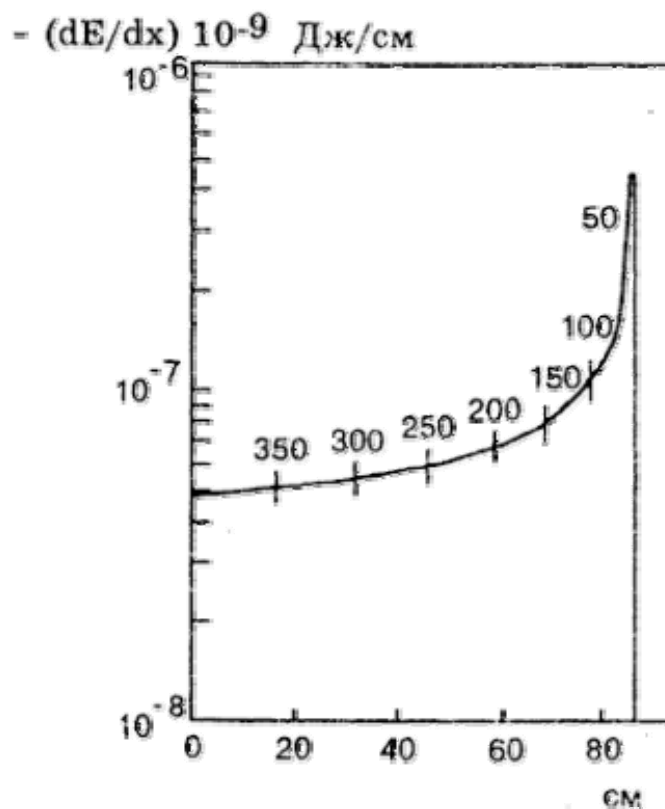


Рис. 2. Залежність гальмівної здатності біологічної речовини для протонів з початковою енергією 400 MeV від глибини проникнення протонів в шар речовини. Чисельні значення над кривою – енергія протона (в MeV) на різній глибині проникнення. В кінці пробігу – пік Брегга, вся крива – крива Брегга.

поширений спосіб – використання напівпровідникових детекторів різних типів (перш за все поверхнево-бар’єрних та р-і-п детекторів). Роздільна здатність таких детекторів для α -частинок з енергією порядку 5 MeV становить від кількох кілоелектронвольт до десятків кеВ (в залежності від якості і призначення детектора). На рис. 3 наведено (в лінійному на верхньому рисунку та напівлогарифмічному масштабі – на нижньому рисунку) апаратурний α -спектр джерела ^{226}Ra отриманий за допомогою поверхнево-бар’єрного напівпровідникового детектора.

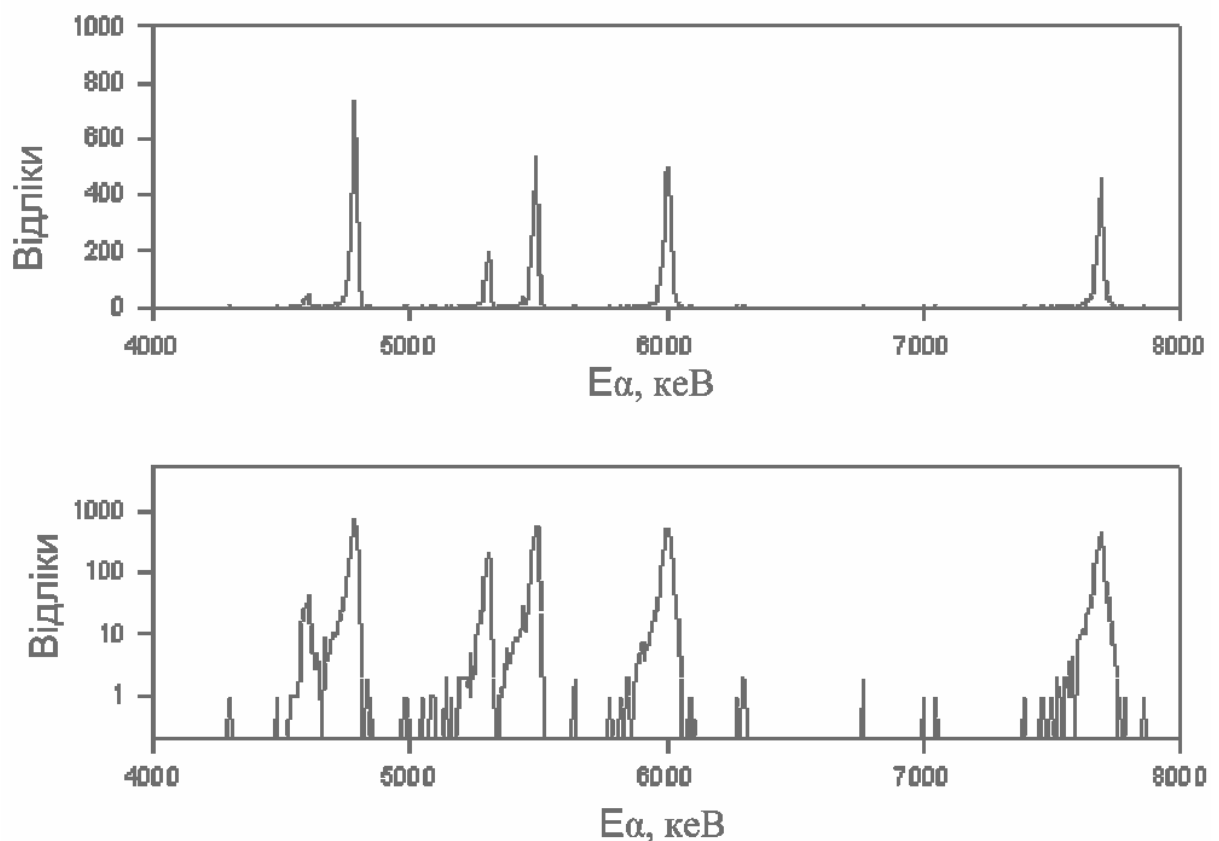


Рис. 3. α -спектр джерела ^{226}Ra на поверхнево-бар'єрному напівпровідниковому детекторі.

Мета роботи

Дослідити взаємодію α -частинок з речовиною та визначити товщини тонких плівок з використанням джерела α -частинок.

Завдання

1. Ознайомитися з вимогами по підготовці звіту про виконання лабораторної роботи.
2. Ознайомитися з апаратурою, необхідною для роботи. Ознайомитись із блок-схемою експериментальної установки (рис.4). Зібрати установку згідно блок-схеми та підібрати параметри складових установки (консультуючись із викладачем чи відповідальним за функціонування апаратури в лабораторії). Зробити записи про склад, функціональне призначення цієї апаратури.
3. Розмістити в вакуумній камері джерело α -частинок (рекомендується ^{226}Ra), між ним і детектором розмістити коліматор. Відкачати вакуумну камеру. Зняти спектр α -частинок.

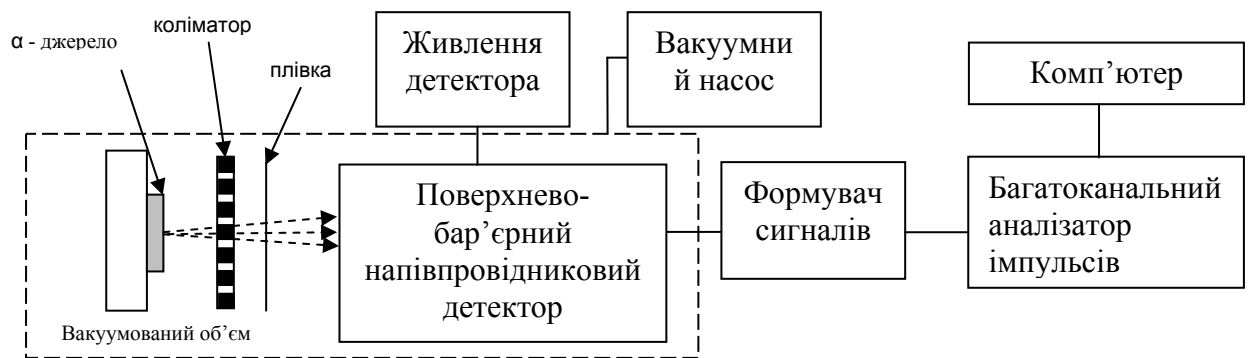


Рис. 4. Блок-схема експериментальної установки.

4. Відкрити вакуумну камеру. Із набору тонких плівок (надається викладачем) розмістити першу плівку між коліматором та детектором. Відкачати вакуумну камеру. Зняти спектр.
5. Повторити попередній пункт для всіх плівок.
6. Повторити пункт 3, але не відкачувати вакуумну камеру (з повітрям), виміряти відстань між джерелом і детектором (товщину шару повітря).
7. Повторити пункт 6 для різних відстаней між детектором та джерелом. Кількість відстаней визначається викладачем.
8. Визначити експериментально енергетичні втрати для кожної плівки і шару повітря.
9. Для повітря розрахувати питомі енергетичні втрати dE/dx , та порівняти з табличними величинами.
10. Для кожної плівки визначити її товщину, використовуючи інформацію про матеріал, з якого вона зроблена та табличні дані для dE/dx . Порівняти отримані результати з даними про товщини, які надано викладачем. Табличні дані можна використовувати з [6] або [7].

Контрольні питання

1. Як можна отримати формулу Бора для енергетичних втрат важких заряджених частинок в речовині в найпростішому наближенні?
2. Які приблизно пробіги α -частинок в повітрі?
3. Які приблизно пробіги α -частинок в твердих речовинах?
4. Що таке пік Брега?
5. Як змінюється кількість α -частинок, які пройшли через деякий шар речовини?
6. Яка роль коліматора в роботі?
7. Звідки виникають усі α -лінії в спектрі (які розпади, яких ядер за це відповідальні)?

Рекомендована література

1. Alan Owens. Semiconductor Radiation Detectors. CRC Press, 2019.
2. Helmuth Spieler. Semiconductor Detector Systems. Oxford Univ. Press, 2005.
3. Л.И. Виноградов. Изучение спектров альфа-частиц с помощью полупроводникового спектрометра. С.-П., 2018
1. А.И.Абрамов, Ю.А.Казанский, Е.С.Матусевич. Основы экспериментальных методов ядерной физики. М., Энергоатомиздат, 1985.
2. В.К. Ляпидевский. Методы детектирования излучений.-М.,1987
3. Н.Г. Волков, В.А. Христофоров, Н.П. Ушакова. Методы ядерной спектрометрии.- М.,1990.
4. ASTAR program calculates stopping power and range tables for helium ions in various materials. U.S. Commerce Department's National Institute of Standards and Technology (NIST). <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Star/Text/ASTAR.html>
5. Немец О.Ф., Гофман Ю.В. Справочник по ядерной физике. К., 1975.
6. Ch. Hacker. Radiation Decay (RADDECAY). <http://132.234.129.50/Downloads/RadDec.html>
7. ENSDF - Evaluated Nuclear Structure Data File. <http://www.nndc.bnl.gov/ensdf/>

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА №6

ВИЗНАЧЕННЯ ЕФЕКТИВНОСТІ РЕЄСТРАЦІЇ γ -КВАНТІВ ГАЗОРОЗРЯДНИМ ЛІЧИЛЬНИКОМ (ЛІЧИЛЬНИКОМ ГЕЙГЕРА-МЮЛЛЕРА)

Теоретична частина

Ефективність детекторів – загальні поняття

Достатньо детально цю інформацію наведено в теоретичній частині Лабораторної роботи №3.

Принцип дії газорозрядного лічильника (лічильника Гейгера-Мюллера)

Принцип дії газового іонізаційного детектора простий. Між двома електродами прикладається напруга V (в циліндричному детекторі, як правило, позитивна напруга прикладається до центрального дріт'яного електроду – аноду, негативна – на зовнішній електрод - катод). Напруга може бути різною – від одиниць вольт до кількох тисяч вольт. Проміжок між електродами наповнений газом. Якщо немає ніяких фонових частинок (з навколишнього середовища, космічне випромінювання), то ніякого струму не буде на виході схеми – опір сухого чистого газу великий. Якщо в проміжку між електродами пролітає іонізуюча частинка, вона іонізує частину нейтральних атомів газу, утворюючи позитивні іони і вільні електрони. Ці вільні заряди під дією поля, прикладеного між анодом і катодом, рухаються до відповідних електродів (електрони до аноду, позитивні іони до катода). В результаті утворюється імпульс струму на виході. Цей режим називається *імпульсним*. При великій інтенсивності випромінювання такі імпульси «зливаються» один з одним і утворюється неперервний струм – в такому випадку детектор працює в *інтегральному (струмовому)* режимі. Якщо напруженість поля між електродами буде достатньо велика, електрони, набравши енергію під дією цього поля можуть вибити інші електрони з нейтральних атомів газу, а також збудити атоми газу, які випромінюють фотони, які в свою чергу можуть вибити з поверхні катода нові електрони – газовий лічильник працює в *режимі газового підсилення*, при якому амплітуда сигналу на виході пропорційна кількості пар іонів, утворених іонізуючою частинкою. При збільшенні напруги між анодом і катодом до критичної газовий детектор може перейти в режим самостійного розряду (газорозрядного лічильника) – при цьому величина імпульсу струму на виході детектора не залежить від кількості пар первинних іонів, які утворилися під дією іонізуючої частинки. На рис. 1 наведено вольт-амперну характеристику газового іонізаційного

детектора. По горизонтальній осі відкладено напругу, яка прикладається до електродів детектора. По вертикальній осі відкладено в логарифмічному масштабі амплітуду сигналу напруги в імпульсному режимі роботи газового іонізаційного детектора. Криві $A_{1\alpha}$ і $A_{1\beta}$ відносяться відповідно для випадків більшої іонізації (наприклад від α частинки) і меншої іонізації (наприклад для низькоенергетичної β -частинки). В області «0» при малій напруженості поля не всі заряди збираються на електродах детектора, частина з них рекомбінує. Це область роботи *іонізаційної камери в режимі неповного збирання заряду*. В цій області збільшення напруги призводить до більш швидкого збирання зарядів, і все більша частина зарядів добирається до електродів, вони не встигають рекомбінувати – тому струм поступово росте із збільшенням напруги. В області «1», напруженість поля досягає величини, при якій всі заряди встигають дістатися електродів без рекомбінації (нейтралізації позитивного заряду негативним, наприклад позитивний іон захоплює вільний електрон), далі збільшення напруги між електродами не призводить до збільшення струму.

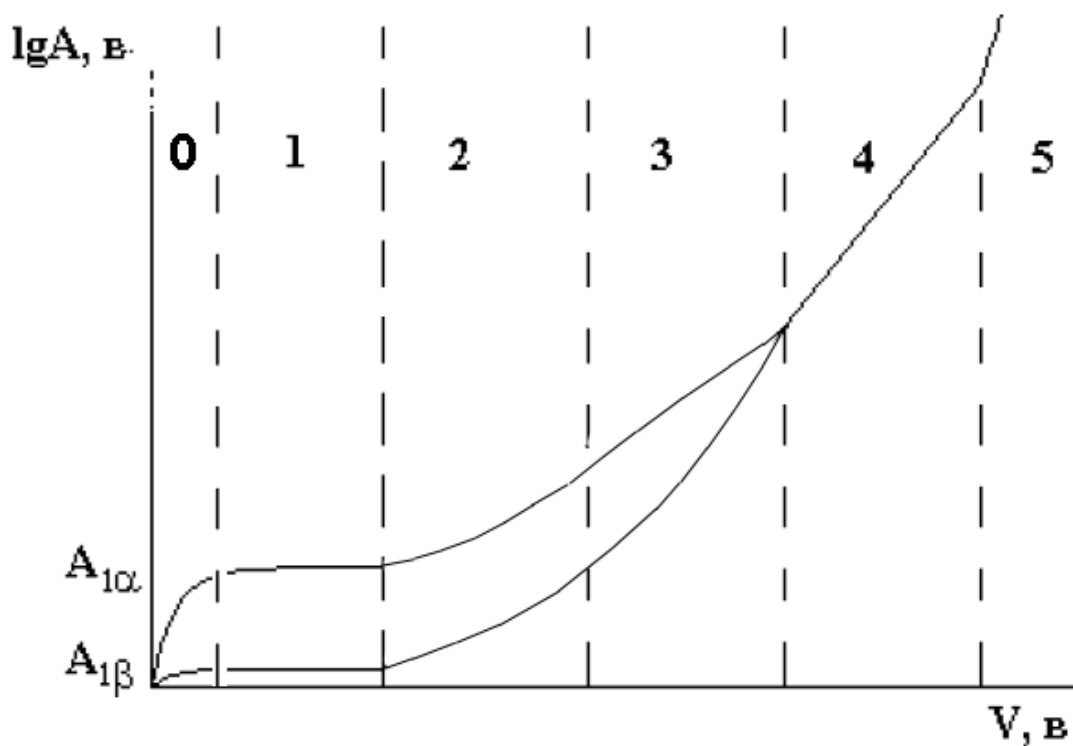


Рис. 1. Вольт-амперна характеристика газового іонізаційного детектора

Тому в цій області утворюється плато, детектор працює в режимі генератора струму (струм не залежить від прикладеної напруги) – це основний робочий режим *іонізаційної камери (повного збирання заряду)*. Далі при збільшенні напруги, все більша частина електронів

«розганяються» електричним полем до енергій, достатніх, щоб вибити електрони з нейтральних атомів газу – це режим роботи *пропорційного лічильника* (область «2»). В цьому режимі струм на виході детектора пропорційний кількості первинних іонів, утворених іонізуючою частинкою, але величина сигналу на приблизно на 2 порядки більша (10-100 раз і більше), ніж для іонізаційної камери. Це суттєво спрощує роботу з електронікою – немає необхідності в підсилювачах з великим коефіцієнтом підсилення і низькими шумами (які необхідні для іонізаційних камер). При ще більших напругах порушується лінійна пропорційність між амплітудою сигналу на виході і початковим зарядом первинної іонізації. Велика частина прискорених електронів збуджує атоми газу, вони випромінюють фотони. Частина з цих фотонів досягає катоду і вибиває з нього фотоелектрони. Ці електрони знову прискорюються і збуджують нові атоми газу – так в циклі. Цей процес призводить до нелінійного підсилення (область «3»), а при ще більшій напрузі (більше електронів збуджують атоми – більше фотонів – більше вторинних електронів), кількість вторинних електронів в цьому циклі досягає (і навіть більше) кількості первинних – починається самостійний розряд в газі (область «4»). Такий режим називається *газорозрядним лічильником* (лічильник Гейгера-Мюллера). В цьому режимі амплітуда струму не залежить від первинної іонізації (достатньо одного електрону). На максимальну величину струму впливають тільки характеристики детектора, а не енергія іонізуючої частинки. При ще більшій напрузі (область «5») для початку самостійного розряду достатньо окремих електронів, які можуть при такій напруженості поля вириватися з поверхні катоду. В цьому режимі детектор перестає реєструвати іонізуючі частинки (це неможливо розрізнити на великому фоні від емісійних електронів з катоду, який різко наростає із збільшенням напруги)

В області пропорційного лічильника коефіцієнт підсилення може досягати від кількох сотень до кількох тисяч, і при цьому ще буде зберігатися пряма пропорційність між кількістю первинних пар іонів $N_{\text{іон}}$ і кінцевою кількістю пар іонів $N_{\text{сум}}$. Тобто можна записати:

$$N_{\text{сум}} = N_{\text{іон}} \cdot M$$

Під час зіткнення електронів крім процесів ударної іонізації молекул газу в частині випадків проходить збудження молекул газу, які, дезбуджуючись випромінюють кванти світла достатньо великої енергії. Ці фотони можуть попадати на поверхню катоду. Якщо їх енергія більша за роботу виходу електронів з матеріалу катоду, то на катоді буде проходити зовнішній фотоэффект (виривання з поверхні катода електрона). Цей електрон буде знову прискорюватися і викликати нову додаткову лавину вторинних електронів. З цієї лавини частина електронів знову збудить молекули і результуючі фотони в наступному кроці знову виб'ють якусь кількість електронів з

поверхні катода. Враховуючи ефект виривання електронів з фотокатода можна записати таку формулу для загальної кількості утворених електронів:

$$N_{\Sigma} = M \cdot N_{\text{іон}} + (M \cdot N_{\text{іон}} \cdot \gamma) \cdot M + ((M \cdot N_{\text{іон}} \cdot \gamma) \cdot M) \cdot \gamma \cdot M + \dots = N_{\text{іон}} (M + M^2 \cdot \gamma + M^3 \cdot \gamma^2 + \dots) \quad (5)$$

В цій формулі γ – імовірність появи фотоелектрона (який виривається з катода фотоном) на один електрон з лавини. Перший доданок в формулі характеризує всі електрони, які збираються на аноді без врахування фотоефекту на катоді. Другий доданок враховує перше покоління додаткових електронів, які утворилися в результаті виривання електронів фотонами з катода. Кількість таких вирваних електронів буде $M \cdot N_{\text{іон}} \cdot \gamma$, ця величина збільшиться в результаті ударної газової іонізації в M раз. Третій доданок враховує друге покоління електронів, які утворилися в результаті фотоефекту від фотонів, які з'явилися в процесі формування лавини першого покоління. Тобто загальну кількість електронів першого покоління треба домножити на γ . Отримаємо кількість фотоелектронів другого покоління які вирвано з катода. Домножимо на M – отримаємо загальну кількість електронів другого покоління $N_{\text{іон}} \cdot M^2 \cdot \gamma$. Формула продовжується до нескінченної кількості поколінь – можна пересвідчитися, що в дужках в формулі (5) знаходиться розклад в ряд Тейлора (точніше ряд Маклорена $\frac{1}{1-x} = \sum_{n=0}^{\infty} x^n$ – в околі нульової точки) формули $M/(1-\gamma \cdot M)$. Тому маємо, коли $\gamma \cdot M < 1$

$$N_{\Sigma} = M/(1-\gamma \cdot M) \cdot N_{\text{іон}}$$

Якщо позначити коефіцієнт повного газового підсилення $M_{\Sigma} = M/(1-\gamma \cdot M)$, маємо таку залежність:

$$N_{\Sigma} = M_{\Sigma} \cdot N_{\text{іон}}$$

В цій формулі загальна кількість електронів, які збираються на анод нелінійно залежить від коефіцієнта газового підсилення M , який пов'язаний з ударною іонізацією. У випадку коли $\gamma \cdot M$ наближається до одиниці коефіцієнт повного газового підсилення M_{Σ} з урахуванням фотоефекту нескінченно росте і газовий детектор переходить в режим з непропорційним підсиленням імпульсу (із-за вже відчутного об'ємного заряду іонів біля аноду, який зменшує напруженість поля в цій області), а потім і в режим газоразрядного лічильника. Як правило величина γ складає близько 10^{-4} .

Неважко зрозуміти, що для газового детектора з плоскопаралельними електродами коефіцієнт газового підсилення M буде сильно залежати від місця утворення електрону, тому що в залежності від цього буде різна довжина дрейфу до анода і різна кількість вторинних електронів буде вибито в результаті ударної іонізації (чим більша відстань, тим більше електронів). Це дуже небажаний ефект для спектрометрії іонізуючого випромінювання. Уникнути його вдається завдяки використанню циліндричного пропорційного лічильника – анод у вигляді тонкої дротинки по осі детектора, а катод у вигляді металічної трубки діаметром

порядку 1 – 3 см, повздовжня вісь симетрії якої співпадає з розташуванням дротинки аноду. В такому детекторі напруженість електричного поля змінюється обернено пропорційно радіусу:

$$E = \frac{1}{r} \frac{U}{\ln \frac{r_K}{r_A}},$$

де U, r_K, r_A - напруга між електродами детектора, радіус анода і радіус катода відповідно. В циліндричному пропорційному детекторі легко створити умови, коли ударна іонізація буде проходити тільки поблизу нитки аноду – напруженість поля різко збільшується біля аноду.

При подальшому збільшенні напруги, коли $\gamma \cdot M$ прямує до одиниці (росте M), циліндричний газовий іонізаційний детектор переходить в режим газорозрядного лічильника (або друга назва – лічильник Гейгера-Мюллера).

$$M_\Sigma = \frac{M}{1 - \gamma \cdot M} \quad \Rightarrow \quad \gamma \cdot M \rightarrow 1 \quad \Rightarrow \quad M_\Sigma \rightarrow \infty$$

$\Delta U \uparrow$

В цьому режимі лавина від кожного початкового електрона може створювати (в результаті фотоефекту на катоді) мінімум один електрон. В цьому випадку утворення лавини електронів переходить в режим самопідтримки – достатньо навіть одного електрона, який з'явиться в чутливому об'ємі детектора, щоб він утворив нескінченний ланцюжок лавин, утворюється самостійний газовий розряд. Величина струму в цьому розряді обмежується об'ємним зарядом іонів біля аноду. Пояснимо це. Все нові і нові лавини електронів в розряді будуть іонізувати молекули газу біля нитки аноду. Оскільки рухливість іонів на три порядки менша за рухливість електронів, іони практично не зсунуться з місця при великій кількості кроків електронних лавин.

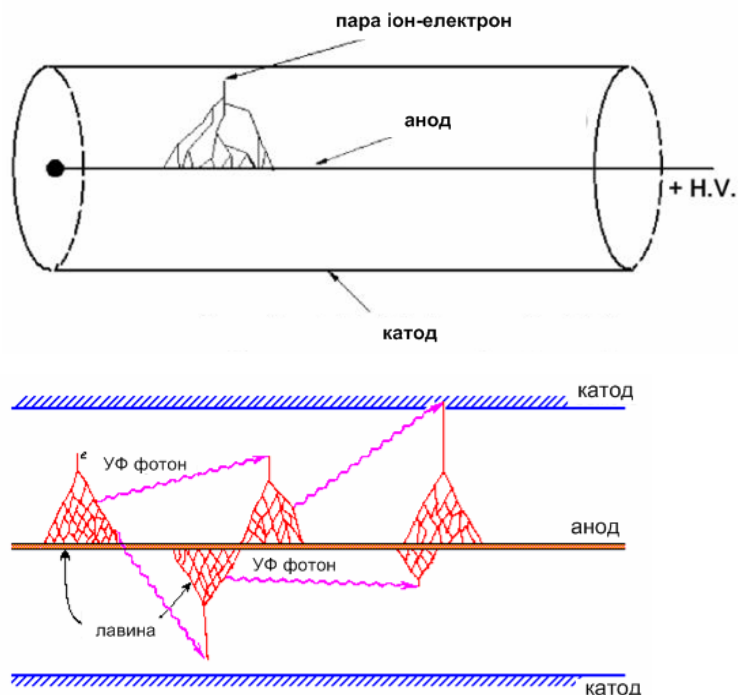


Рис. 2. Принцип дії газорозрядного лічильника

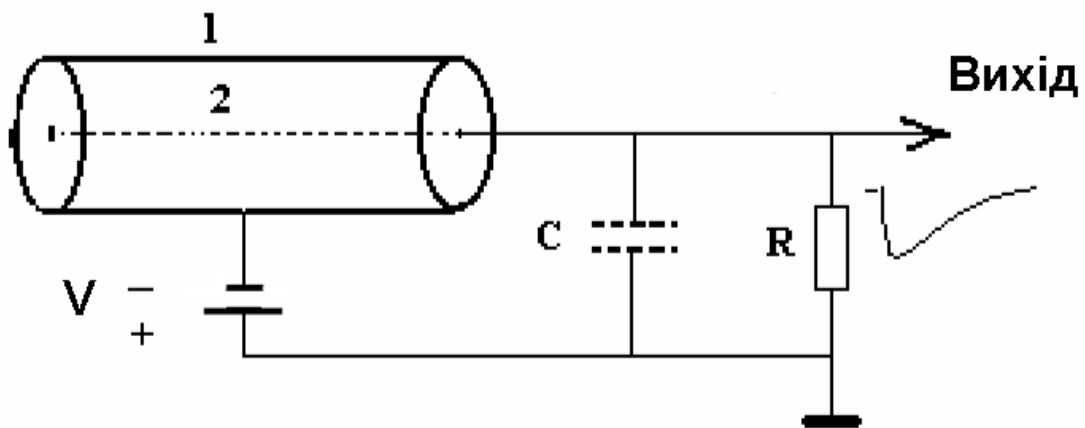
Ця шуба іонів біля аноду через деякий час закриває поле аноду настільки, що напруженості поля буде недостатньо для іонізації молекул газу – подальше зростання кількості звільнених зарядів (а отже і струму) припиниться. Величина струму в цій динамічній рівновазі залежатиме від цілого ряду конструктивних особливостей і властивостей матеріалів детектора. Електронна складова імпульсу мала, оскільки час збирання електронів малий і електрони проходять в основному маленьку відстань біля аноду. При цьому час наростання такого імпульсу менший за 10^{-6} с, що дозволяє досягати роздільної здатності порядку 10^{-7} с, якщо використовувати тільки електронну складову імпульсу. В цьому випадку при наростанні сигналу різко знімають напругу з обкладинок лічильника, або навіть змінюють полярність її – при цьому іони, що утворилися біля аноду, швидко збираються на цей електрод (оскільки тепер він буде виступати в ролі катода). Якщо ж таких спеціальних дій не проводити, далі іони повільно рухатимуться до катода. На відстані від катода близько 10^{-7} см проходить нейтралізація іонів і утворюються молекули в збудженому стані, випромінювання яких може вибивати з катода електрони – починається новий етап лавин електронних лавин. І так далі, електронні лавини від різних іонних груп зливаються в один розряд - утворюється так званий коронний розряд.

В результаті маємо такі стадії розвитку розряду:

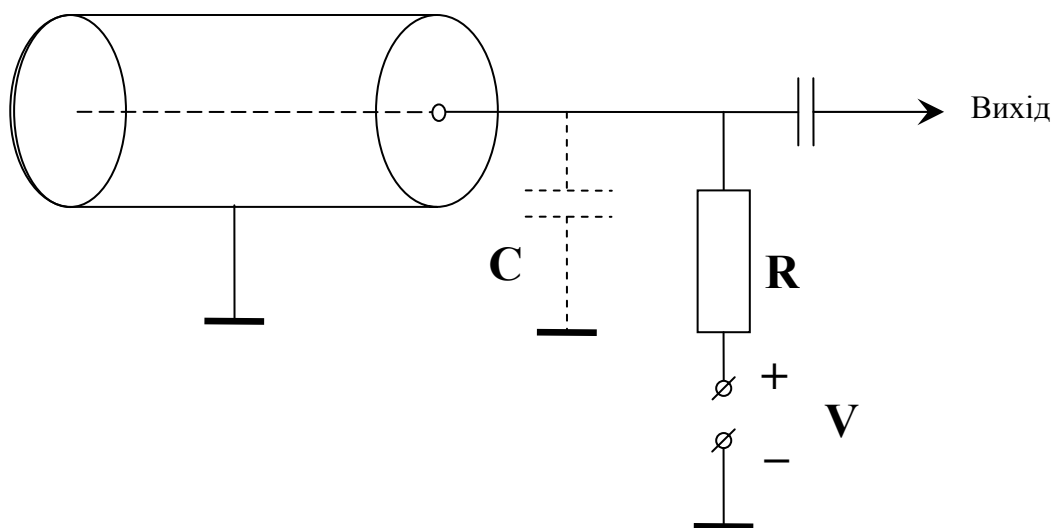
1. Генерування ланцюга електрон-іонних лавин – 10^{-7} с

2. Утворення об'ємного заряду біля аноду
3. Дрейф іонів від зони аноду до катоду та виривання з катоду вторинних електронів при нейтралізації іонів – 10^{-4} с.
4. Повторення пунктів 1-3 в новому кроці розряду

Такий режим не зручний для реєстрації окремих частинок іонізуючого випромінювання, оскільки будь який електрон в детекторі одразу визиває неперервний розряд. Необхідно цей розряд погасити. Лічильники розділяють на два типи – із самостійним і з несамостійним гасінням розряду. Для лічильників із несамостійним гасінням (до них частіше використовують назву лічильник Гейгера-Мюллера) існують різні електронні способи гасіння. Один з них вже був описаний вище (коли змінювали полярність напруги на електродах), також зовнішньо зменшують напругу на електродах нижче напруги запалювання розряду, коли іони підходять до катоду (тоді електрони, які вириватимуться з катоду не зможуть забезпечити достатньої кількості електронів в лавинах для самопідтримки розряду). Інший спрощений спосіб зменшити напругу на електродах – вибір достатньо великого зовнішнього опору R (дивіться Рис. 3. Способи підключення газорозрядного лічильника: а) «земля» на аноді; б) «земля» на катоді. 1-катод, 2 – анод). При цьому, якщо цей опір набагато більший за внутрішній опір газового проміжку, паразитний конденсатор C заряджається і не встигає розряджатися через опір R . Напруга на конденсаторі напрямлена протилежно до напруги блоку живлення – тому напруга, прикладена до обкладинок лічильника зменшується. І коли вона буде менше за напругу запалювання розряду, він погасне. Оскільки в цьому випадку гасіння проходить тільки після приходу першої «партії» іонів до катоду, а вони рухаються дуже повільно, то довжина імпульсу може бути порядку 10^{-4} с, а мертвий час лічильника ще більший – порядку 10^{-3} с, оскільки необхідний час для розряду ємності через великий опір для того щоб напруга на обкладинках знову стала більшою за напругу запалювання розряду.



а)



б)

Рис. 3. Способи підключення газорозрядного лічильника: а) «земля» на аноді; б) «земля» на катоді. 1- катод, 2 – анод

Отже основні методи примусового гасіння розряду:

1. Знімання напруги з електродів лічильника після розвитку розряду

2. Заряд еквівалентного конденсатору (напруга на якому діє в протилежному напрямку в порівнянні з джерелом живлення) до величини, коли напруга на ньому зменшує загальну прикладену напругу менше за V запалення розряду
3. Зміна полярності напруги, прикладеної до лічильника, на протилежну

Інший спосіб гасіння розряду базується на зменшенні імовірності появи електронів при нейтралізації іонів на катоді. Для цього використовують спиртові та галогенні газорозрядні лічильники. Розглянемо принцип дії спиртового лічильника – газорозрядного лічильника, який наповнений аргонем з домішками парів етилового спирту (близько 10%). Потенціал іонізації аргону 15.7 В, потенціал збудження першого рівня – 11,57 В, потенціал іонізації спирту – 11.3 В. Наряду з іонізацією біля аноду проходить збудження молекул аргону, вони випромінюють фотони, які активно (енергія фотонів близька і трохи вища за енергію іонізації молекули спирту) іонізують молекули спирту. Імовірність поглинання фотонів настільки велика (врахуйте також відносно великий вміст парів спирту), що їх пробіг не перевищує 1 мм. Тому нові електрони (із-за іонізації) утворюються біля нитки аноду (а не у в усьому просторі чи біля катоду, оскільки фотони до фотокатоду не доходять), ці електрони утворюють нові лавини. Із за такого механізму розряд, який починається в якомусь одному місці біля нитки аноду розповсюджується вздовж цієї нитки, поки весь лічильник не буде охоплено розрядом. Швидкість розповсюдження розряду вздовж аноду близько 10^{-6} с - 10^{-5} с (швидкість розповсюдження 10^{-6} - 10^{-7} см/с). Далі іони аргону і спирту рухаються до катоду. По дорозі в результаті багатьох теплових зіштовхувань (десятки тисяч) іони аргону можуть відірвати електрони від молекул спирту і нейтралізуватися. В результаті всіх процесів до катоду в основному доходять іони спирту. Ці іони викидають з поверхні катоду електрон, нейтралізуються і при цьому у них ще залишається деяка енергія збудження. Але ця енергія іде не на випромінювання фотону або викидання другого електрону з катоду, а дуже швидко витрачається на дисоціацію молекули спирту. При цьому не утворюються нові лавини і розряд гасне. При цьому молекули спирту, які дисоціювали, не відновлюються. Це обмежує термін роботи такого лічильника. В кожному імпульсі дисоціює порядку 10^9 – 10^{10} молекул спирту. В лічильнику середніх розмірів близько 10^{20} молекул спирту. Тому такі лічильники мають ресурс близько 10^{10} імпульсів. Робоча напруга спиртових лічильників перевищує 800 В і може досягати близько 1200 В.

Цей недолік відсутній у іншого типу газорозрядних лічильників – галогенних. Такі лічильники наповнені інертними газами з незначними домішками (0.1%) двохатомних газів галоїдів (Cl_2 , Br_2 , I_2). Вони також мають суттєво нижчі робочі напруги (порядку 200 - 400 В).

Розглянемо принцип дії гасіння в таких лічильниках. В якості основного газу використовується в основному неон, потенціал його іонізації 21.5 В, потенціал збудження метастабільного рівня 16.6 В. Якщо в якості домішки використовується найменш хімічно активний галоїд бром, він має потенціал іонізації 12.8 В. Електрони в основному збуджують метастабільні рівні неону, ці рівні живуть 10^{-4} - 10^{-2} с. За такий великий час в результаті багатьох теплових зіткнень є достатньо великою імовірність передачі енергії збудження неону молекулі бром, при цьому ця молекула іонізується. Електрон, який утвориться почне нову лавину. Також частина атомів неону дезбудиться шляхом випромінювання фотону, який може вирвати електрон з катоду. Це забезпечує механізм утворення розряду. Необхідно підкреслити, що на відміну від спиртового лічильника, в галогенному лічильнику розряд не поширюється вздовж нитки аноду, оскільки домішок галогену дуже мало (порядку 0.1%), фотони легко досягають катоду. В результаті всіх електронних лавин і передачі енергії до катоду повільно рухаються в основному іони молекул бром. Оскільки потенціал іонізації у бром відносно малий, тому при вириванні електрону з катоду і нейтралізації, енергії зв'язку буде недостатньо для виривання другого електрону. Додатково енергія збудження іде на розривання молекули галогену (дисоціацію), яка пізніше знову відновлюється на відміну від молекул спирту. Тому подальший розряд гаситься. Із за того, що частина атомів неону можуть довго знаходитися в метастабільному стані, вони можуть висвітлити фотони вже після гасіння розряду і почнеться новий розряд (начеб то попала ще одна іонізуюча частинка в детектор), тому галогенні лічильники мають досить великий нахил плато лічильної характеристики. Лічильною характеристикою газорозрядного лічильника називають залежність швидкості лічби частинок N від величини напруги V між анодом та катодом. На рис. 4 наведено типову лічильну характеристику лічильника Гейгера-Мюллера. При низьких напругах тільки для малої частини іонізуючих частинок утворюються умови, коли електрони утворюють лавини. При деякій достатній напрузі V_1 вже для кожної події реєстрації утворюється електронна лавина – реєструються всі частинки, які попали в детектор. Така ситуація зберігається при підвищенні напруги до величини V_2 , ця область між V_1 та V_2 називають плато лічильної характеристики (кількість зареєстрованих відліків майже не залежить від напруги, невелике лінійне зростання). Невелике збільшення N від V в області плато пов'язано з різними ефектами утворення несправжніх імпульсів (для галогенного лічильника ми наводили приклад). Інша причина – зменшення роботи виходу електронів при бомбардуванні його іонами, при цьому можливе виривання електрону з катоду під дією напруги чи інших флуктуацій. Тому визначають такі характеристики плато як його протяжність

$V_2 - V_1$, та нахил плато, який визначається як $\frac{N(V_2) - N(V_1)}{(N(V_2) + N(V_1))/2} \cdot 100\%$ (у відсотках нахилу на

100 В довжини плато). Як правило для нормальних лічильників нахил плато лічильної характеристики складає близько 5% на 100 В. При напругах вищих від V_2 різко збільшується кількість несправжніх імпульсів.

Важлива перевага газорозрядних лічильників – сигнали з лічильників можуть досягати десятків вольт. Але за допомогою газорозрядного лічильника неможливо визначити енергію іонізуючої частинки, а тільки факт її попадання в чутливий об'єм лічильника.

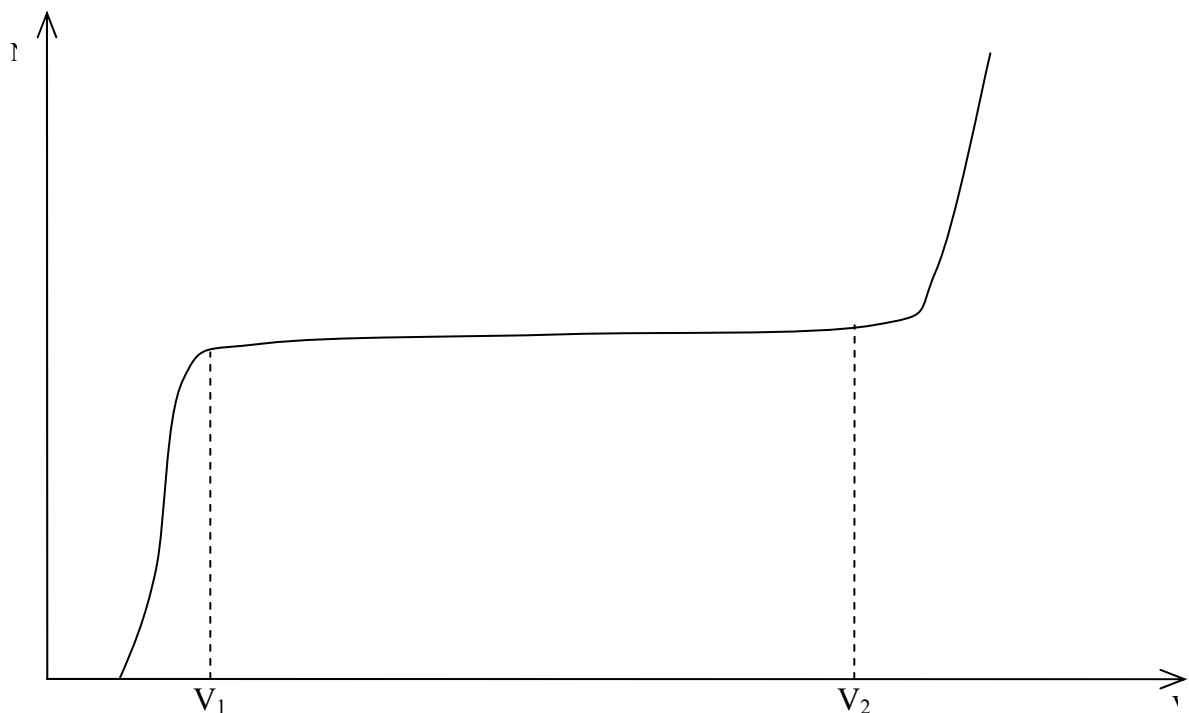


Рис. 4. Плато лічильної характеристики газорозрядного лічильника

Підсумовуючи маємо, що спиртові газорозрядні лічильники містять:

90% - інертні гази (аргон)

10% - пари етилового спирту (C_2H_5OH), метилового спирту (CH_3OH), метилаля ($CH_2(OCH_3)_2$), домішки етилену (C_2H_4).

Молекули аргону: потенціал іонізації – 15.7 В, потенціал збудження (перший рівень) – 11.57 В.

Молекули спирту: потенціал іонізації – 11.3 В, збуджена молекула дисоціює на радикали (час життя – 10^{-13} с малий порівняно з часом життя по відношенню до висвічування фотона 10^{-8} с).

Робочі напруги: більше 1000 В.

Стадії розвитку розряду в спиртовому лічильнику:

1. Генерування ланцюга електрон-іонних лавин:
 - 1.1. Іонізація та збудження атомів аргону (в основному), вони висвічують фотони
 - 1.2. Ці фотони інтенсивно поглинаються молекулами спирту (пробіг фотонів порядку 1 мм), які іонізуються, звільнені електрони дають початок новим лавинам – розряд розповсюджується вздовж аноду (швидкість до 10^6 см/с, час від 10^{-6} с до 10^{-5} с)
 - 1.3. При збудженні молекул спирту прискореними електронами, вони дисоціюють і не випускають високоенергетичні фотони
2. Утворення об'ємного заряду біля аноду
3. Дрейф іонів аргону від зони аноду до катоду та їх нейтралізація разом з іонізацією молекул спирту в процесі багатьох зіткнень з молекулами спирту.
4. Нейтралізація молекул спирту на катоді і їх дисоціація замість висвічування фотонів (10^{20} молекул, в імпульсі дисоціює більше ніж 10^9 молекул, реальний ресурс $10^9 - 10^{10}$ імпульсів).

Галогенні газорозрядні лічильники містять:

Майже 100% - неон

0.1% - двоатомні молекули галогенів (Cl_2 , Br_2 , J_2)

Молекули неону: потенціал іонізації – 21.5 В, потенціал збудження метастабільного стану – 16.6 В (час життя $10^{-4} - 10^{-2}$ с)

Молекули бром: потенціал іонізації – 12.8 В.

Робочі напруги: 300 - 500 В.

Стадії розвитку розряду в галогенному лічильнику:

1. Генерування ланцюга електрон-іонних лавин:
 - 1.1. Збудження атомів неону (іонізація практично відсутня – низькі робочі напруги), вони висвічують фотони дуже повільно, в основному іонізують молекули бром - звільнені електрони дають початок новим лавинам.
 - 1.2. Фотони не поглинаються бромом (низька концентрація) і вибивають фотоелектрони з катоду, звільнені електрони дають початок новим лавинам

2. Утворення об'ємного заряду біля аноду
3. Дрейф іонів бромів від зони аноду до катоду та їх нейтралізація – енергія іонізації мала – додатковий електрон не виривається. Додатково енергія збудження після захоплення електрона іде на розривання молекули галогену (дисоціацію), яка пізніше знову відновлюється на відміну від молекул спирту.

Ефективність реєстрації газорозрядним лічильником

Відповідно до принципу роботи газорозрядного лічильника Гейгера-Мюллера [2] ефективність реєстрації гамма-квантів в чутливому об'ємі лічильника, який наповнено газом, буде дуже низькою. Неважко пересвідчитися, що в основному реєстрація гамма-квантів в газорозрядному лічильнику пов'язана з реєстрацією електронів, які вибивають гамма-кванти із стінок лічильника. Кількість гамма-квантів яка залишиться після проходження стінки детектора, визначається як $N = N_0 e^{-\mu \cdot d}$, де N_0 - початкова (до проходження стінки) кількість гамма-квантів, d – товщина стінки [L], μ - коефіцієнт ослаблення. Якщо припустити, що всі гамма-кванти, які провзаємодіяли з речовиною стінки вибили електрони, які попали в чутливий газовий проміжок газорозрядного лічильника і зареєструвалися, тоді кількість зареєстрованих гамма квантів дорівнюватиме $N_0 - N = N_0 - N_0 e^{-\mu \cdot d} = N_0 (1 - e^{-\mu \cdot d})$,

А ефективність реєстрації визначатиметься як $\frac{N_0 - N}{N_0} = 1 - e^{-\mu \cdot d}$. В реальності не всі

електрони, вибиті гамма-квантами, можуть вийти із стінки детектора. При товщині, більшій за пробіг електрона, він взагалі не зможе вийти із стінки. Також для електронів великий коефіцієнт зворотного розсіювання, що зменшує вихід із передньої стінки детектора і додає внесок у вихід із задньої стінки [3]. В результаті ефективність до гамма-випромінювання у лічильника Гейгера-Мюллера не перевищує декількох відсотків.

Використовуючи такі джерела іонізуючого випромінювання, які одночасно випромінюють і гамма-кванти і бета-частинки можна визначити ефективність реєстрації гамма-квантів детектором. Принцип полягає в тому, що ефективність реєстрації електронів в газовому проміжку досягає 100%. Необхідно тільки врахувати поглинання їх у стінці лічильника. Спочатку вимірюється сумарна інтенсивність лічби гамма-квантів і бета-електронів лічильником. Потім між джерелом ставиться поглинач, який достатньо товстий, щоб поглинути бета-випромінювання і при цьому достатньо тонкий, щоб не зменшувати суттєво потік гамма-

квантів. Далі вимірюється інтенсивність лічби гамма-квантів. Також необхідно виміряти фон. Із отриманих даних можна оцінити ефективність реєстрації лічильника Гейгера-Мюллера.

Мета роботи

Самостійно розробити методику визначення ефективності реєстрації гамма-квантів газорозрядним лічильником Гейгера-Мюллера. Можна використовувати джерела ОСГИ ^{60}Co і ^{137}Cs (випромінюються γ -кванти і β -частинки), використовується галогенний газорозрядний лічильник.

Завдання

1. Ознайомитися з вимогами по підготовці звіту про виконання лабораторної роботи.
2. Ознайомитися з принципом дії лічильника Гейгера-Мюллера [2].
3. Самостійно побудувати методику для визначення ефективності реєстрації гамма-квантів лічильником Гейгера-Мюллера.
4. Ознайомитися з апаратурою, необхідною для роботи. Ознайомитись із блок-схемою експериментальної установки (рис. 5). Зібрати установку згідно блок-схеми та підібрати параметри складових установки (консультуючись із викладачем чи відповідальним за функціонування апаратури в лабораторії). Зробити записи про склад, функціональне призначення цієї апаратури.

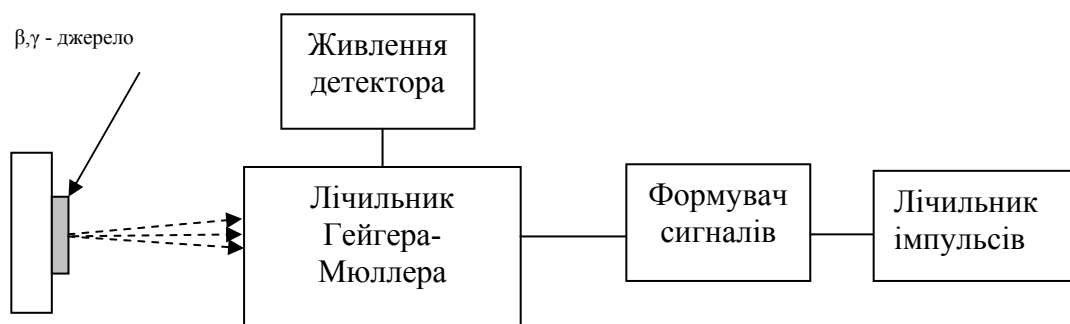


Рис. 5. Блок-схема експериментальної установки.

5. Виміряти фонову швидкість лічби лічильника. Відносна похибка не повинна перевищувати 5%.
6. Використати джерела іонізуючого випромінювання ^{60}Co та ^{137}Cs , для яких буде визначатися ефективність реєстрації γ -квантів. Наступні пункти виконати для кожного джерела (один з варіантів методик).

7. Вибрати відстань від джерела до лічильника при якій завантаження лічильника із врахуванням його мертвого часу (роздільного часу) не буде призводити до прорахунків, більших за 10% (проконсультуйтеся з викладачем). Записати відстань та інші геометричні розміри джерела та детектора.
8. Провести вимірювання сумарної інтенсивності лічби гамма-квантів і бета-електронів лічильником.
9. Помістити між джерелом та лічильником поглинач мінімальної товщини при якій вже не буде сильно змінюватися швидкість лічби лічильника (товщина поглинача більша екстрапольованого пробігу електронів β -спектру). В якості поглинаючої речовини використовуватимуться пластини алюмінію різної товщини. Провести вимірювання швидкості лічби лічильника.
10. Визначити товщину стінки детектора згідно методики наведеній в лабораторній роботі № 3 курсу «Взаємодія іонізуючого випромінювання з речовиною». Внеском γ -квантів знехтувати. Визначити екстрапольований пробіг електронів використовуючи поглиначі різної товщини. Знаючи максимальну енергію електронів β -спектру джерела, можна визначити очікувану довжину пробігу. Товщину стінки детектора можна оцінити, як різницю теоретично розрахованої та експериментально отриманої довжини пробігу електронів.
11. Визначити ефективність лічильника Гейгера-Мюллера згідно виведеної формули. При цьому треба максимально врахувати геометричні фактори.
12. Розрахувати активність джерела, визначивши ефективний тілесний кут та користуючись визначеною ефективністю лічильника.
13. Порівняти отриману активність з паспортною величиною активністю джерела, з урахуванням періоду напіврозпаду.
14. Порівняти експериментально отриману ефективність детектора з теоретично розрахованою, використовуючи товщину стінки детектора (надається розломаний детектор, де можна поміряти товщину стінки). При цьому використати найпростішу формулу, ввести до неї поправки (самостійно запропонувати і побудувати формули).
15. Додаткове завдання (підвищеної складності) – побудувати геометрію і розрахувати ефективність газорозрядного лічильника в одному з пакетів Монте Карло – GEANT4, FLUKA, MCNP4(5), порівняти результати з експериментально отриманими даними і розрахунками за найпростішою формулою з поправками.

Контрольні питання

1. Пояснити принцип дії лічильника Гейгера-Мюллера.
2. Що таке ефективність детектора, тілесний кут?
3. Які фактори впливають на точність визначення ефективності даною методикою?
4. Які інші методи визначення ефективності Ви знаєте, або можете запропонувати?
5. Які переваги та недоліки запропонованого методу в порівнянні з іншими методами вимірювання ефективності лічильників Гейгера-Мюллера?

Рекомендована література

1. Калашникова В.И., Козодаев М.С. Детекторы элементарных частиц.-М.,1974
2. Практикум по ядерной физике. Под ред. В.О.Сергеева. С.-П., СПбГУ, 2006.
3. Счетчик Гейгера-Мюллера. Учебно-методическое пособие (описание лабораторной работы) № 1, Научный парк СПбГУ, С.-П., 2018.
4. <https://warnen.ru/gazorazryadnyi-schetchik-geigera-zachem-nuzhen-schetchik/>
5. <http://phys-bsu.narod.ru/lib/ftt/ftt/411.htm>
6. <https://studfiles.net/preview/5773299/page:5/>
7. А.И.Абрамов, Ю.А.Казанский, Е.С.Матусевич. Основы экспериментальных методов ядерной физики. М., Энергоатомиздат, 1985.

Додаток 1.

Титульна сторінка лабораторної роботи

**КИЇВСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ
ІМЕНІ ТАРАСА ШЕВЧЕНКА**

Фізичний факультет

Кафедра ядерної фізики

Коваленко Дмитро Васильович

ЗВІТ

з лабораторної роботи №1

**«СТАТИСТИЧНІ ТА СИСТЕМАТИЧНІ ПОХИБКИ ПРИ ДЕТЕКТУВАННІ
ЯДЕРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ»**

практикум "Методи реєстрації іонізуючого випромінювання", 3 курс

Викладач практикуму

_____ О. А. Шевченко

" " " _____ " 2020р.

Київ 2020