

ФІЗИЧНИЙ ПРАКТИКУМ. ЯДЕРНА ФІЗИКА.

ВСТУП

1. Загальні відомості про фізпрактикум.

Фізпрактикум з курсу загальної ядерної фізики призначений для ознайомлення студентів з основними методами й приладами експериментальної ядерної фізики в об'ємі, що необхідний для фізика, який не спеціалізується в області ядерної фізики.

При постановці лабораторних робіт фізпрактикуму використано матеріали опублікованих збірників лабораторних робіт і досвід постановки таких робіт відповідно до завдань і можливостей навчальної лабораторії з ядерної фізики кафедри теоретичної фізики ДНУ.

Відзначимо, що в більшості лабораторних робіт даного фізпрактикуму ставитися завдання не про вимір деяких фізичних величин, а тільки про оцінку цих величин, що пов'язано зі спрощенням експериментальної методики робіт й, відповідно, з впливом **систематичних помилок** експерименту; браком часу, відведеного на виконання робіт, для зменшення **випадкових помилок** при вимірюванні величин, пов'язаних з імовірнісним характером досліджуваних процесів; значними **інструментальними похибками** устаткування і т.п.

У фізпрактикумі представлено 8 лабораторних робіт, що охоплюють основні розділи експериментальної ядерної фізики: реєстрація й спектрометрія ядерних випромінювань, взаємодія ядерних випромінювань з речовиною, основні положення дозиметрії й захисту від іонізуючих випромінювань, елементи методики математичної обробки результатів вимірювань у ядерній фізиці.

Основне завдання студента - усвідомити ідею експерименту, розібратися в принципі дії всієї установки в цілому й призначенні кожного приладу, одержати й обробити зазначені експериментальні дані та порівняти їх з теоретично передбаченими, отримуючи таким чином, певні навички в області експериментальної ядерної фізики.

Вимоги до оформлення лабораторних робіт з ядерної фізики.

В оформленні лабораторної роботи обов'язково повинні бути присутніми: назва роботи, мета роботи, блок-схема установки роботи з назвою блоків і приладів, докладні протоколи, передбачених у роботі вимірів, отримані результати. Роботи, для економії години, рекомендується оформляти відразу в кінцевому варіанті – «чистовому», передбачаючи необхідне місце для наступних обчислень, графіків і т.п. Проробити всі пункти експериментальної частини й порядку виконання роботи з відміткою розумів вимірювання: тип радіоактивного джерела, година експозиції, напруга джерела живлення і т.п. Протоколи вимірів у роботі бажано (і зручно) представляти у вигляді відповідних таблиць, використовуючи для їх оформлення досвід попередніх фізпрактикумів. У таблиці обов'язково повинні заноситися вихідні показання приладів при вимірах, а потім необхідні розраховані величини. Літерні позначення величин повинні збігатися з позначеннями інструкції до лабораторної роботи. Для розмірних величин повинна бути зазначена їх розмірність. Необхідні в роботі графіки краще виконувати на міліметровці (допускається й папір у клітинку), з оптимальним вибором масштабу, що враховує основні особливості фізичного процесу.

Невиконання зазначених вимог веде до зниження оцінки за лабораторну роботу!

При наявності відповідних можливостей, для оформлення лабораторної роботи можливе використання комп'ютеру.

2. Ядерні випромінювання й принцип їх реєстрації.

2.1. Під ядерними випромінюваннями розуміють частинки й кванти, що виникають як при спонтанних радіоактивних перетвореннях ядер, так і в результаті ядерних реакцій при зіткненнях ядер між собою або з елементарними частинками. У складі ядерних випромінювань можуть бути присутні такі елементарні частинки як, наприклад, електрони й позитрони (поєднувані загальною назвою бета-частинки або бета-випромінювання), протони, нейтрони, нейтрино, можуть бути присутні атомні ядра, наприклад, альфа-частинки, тобто ядра атому гелію, шматочки реакції

поділу ядер, ядра віддачі [1], а також кванти жорсткого (порівняно великої енергії) електромагнітного випромінювання – гамма-кванти, що виникають при релаксації збуджених енергетичних станів ядер. Близькі до гама-квантів по енергії й властивостям кванти рентгенівського характеристичного й гальмівного випромінювання також можна включити в перелік ядерних випромінювань із погляду їхньої реєстрації, а не походження [2]. До складу ядерного випромінювання, обумовленого природним радіаційним тлом, входить в основному альфа-, бета- і гамма-випромінювання радіоактивних ізотопів, що знаходяться в земній корі й атмосфері, а також космічне випромінювання (в основному гамма-випромінювання [3]).

У даному лабораторному практикумі використовуються штучні радіоактивні джерела гама- і бета-випромінювання, що виробляє атомна промисловість (ізотопи Cs^{137} , Co^{60} , Am^{241} , Sr^{90} - Y^{90} , Na^{22}), мінімально значимої активності, практично безпечні в застосуванні (див. відповідні рекомендації МКРЗ і ухвали Міністерства охорони здоров'я України).

2.2. Ядерні випромінювання не сприймаються органами почуттів людини. Реєстрація ядерних випромінювань і визначення їхніх основних характеристик здійснюється на спеціальних установках експериментальної ядерної фізики, що містять дві головні частини: **детектор випромінювання** й комплекс вимірювальної (електронної й ін.) апаратури по обробці сигналів детектора. При цьому можуть вирішуватися завдання не тільки виявлення випромінювання, алі й ідентифікації виду випромінювання, визначення інтенсивності випромінювання, розподілу потоку випромінювання в просторі, визначення енергії часток (квантів) випромінювання, заряду й маси часток, що реєструються і т.п.

Для точкових або сферично симетричних радіоактивних джерел з однорідної речовини просторовий розподіл випромінювання ізотропне, якщо така ізотропність не порушується корпусом джерела. Ізотропність приблизно зберігається й для неточкового джерела, якщо відстань до приймача випромінювання істотно перевищує розміри джерела. У силу ізотропності інтенсивність випромінювання точкового джерела спадає назад пропорційно квадрату відстані до джерела («захист відстанню» від іонізуючих випромінювань) [4].

Реєстрація ядерного випромінювання обумовлена взаємодією часток або квантів випромінювання з речовиною приладу, що - реєструє, детектора, а принцип роботи детектора в основному визначається характером цієї взаємодії. Детектор (датчик, лічильник) випромінювання перетворює енергію взаємодії, загублену в ньому часткою (квантом), що реєструється, у який-небудь інший вид енергії (звичайно з посиленням), зручний для реєстрації. У більшості детекторів, у т.ч. і у всіх детекторах даного лабораторного практикуму, ця енергія переходить в енергію імпульсу електричного струму. Вимірювальні апаратури установок сприймає вступника з виходу детектора електричний сигнал, що свідчить про реєстрації частки (кванта), і виконує необхідні функції по обробці цього сигналу.

3. Взаємодія ядерних випромінювань із речовиною й процес детектування.

В основі процесу реєстрації ядерних випромінювань лежить або електромагнітна взаємодія з речовиною детектора заряджених часток і гамма-квантів, або ядерна взаємодія (сильне й слабе), наприклад, для нейтральних часток. Прояв цих взаємодій досить різноманітний, що приводить до великої кількості різних видів детекторів.

3.1. Заряджені частки.

Основні види втрат енергії, переданої детектору й використовуваної детектором для реєстрації зарядженої частки, що рухається в речовині, полягають у наступному.

3.1. 1. **Іонізаційні втрати енергії**, що проявляються в іонізації й порушенні атомів речовини детектора уздовж траєкторії частки в процесі її поступового гальмування, за рахунок непружних зіткнень із атомами. При цьому уздовж траєкторії в середовищі утворюються іонізовані атоми і вільні електрони, а також збуджені атоми, релаксуючі з випускненням фотонів у видимій і більше короткохвильовій області спектра, аж до характеристичного рентгенівського випромінювання.

3.1. 2. Втрати енергії на **гальмове випромінювання**, особливо характерні для легких заряджених часток порівняно високої енергії (наприклад, для швидких бета часток), що розсіюються в кулонівському полі ядер атомів й відчувають при цьому порівняно більші прискорення внаслідок гальмування або викривлення траєкторії. Відповідно до законів електродинаміки, що прискорено рухається заряджена частка випускає електромагнітне

випромінювання – фотони гальмового випромінювання, що несуть значному, пропорційну квадрату прискорення, частина кінетичної енергії частки, що **гальмується**, [5]. Характерна енергія гальмового випромінювання відповідає області рентгенівського й гамма-випромінювання. Гальмове випромінювання випускається всіма пристроями, у яких потік швидких заряджених часток (звичайно електронів) потрапляє на речовину. Гальмове випромінювання становить істотну частину випромінювання рентгенівських трубок, випускається потужними високовольтними радіолампами, електронно-променевими трубками, мішенями прискорювачів заряджених часток, електронними мікроскопами й т.п.

3.1. 3. Втрати енергії на **випромінювання Черенкова** для швидких заряджених часток, що рухаються в речовині зі швидкістю, що перевищує швидкість світла в цій речовині. Випромінювані при цьому світлові кванти у випадку прозорого середовища можуть бути використані для реєстрації цих заряджених часток.

3.2. Електромагнітне випромінювання (тверде).

Основні види взаємодії з речовиною **твердого електромагнітного випромінювання** (енергія квантів від декількох кеВ до декількох МеВ і більше: гамма-кванти, рентгенівські кванти й кванти гальмового або синхротронного випромінювання, що мають довжини хвиль порядку й менші за $1\text{\AA} = 10^{-8}$ дів (ангстрем – характерна міжатомна відстань у речовині) і у взаємодії з речовиною ,що проявляють і хвильовий і корпускулярний характер), використовувані для реєстрації їхніми детекторами, полягають у наступному.

а). **Фотоефект** - процес поглинання кванта речовиною з передачею частини його енергії одному з електронів речовини [6].

б). **Комптон-ефект** - процес розсіювання кванта на одному з електронів речовини з передачею частини енергії кванта цьому електрону [7].

в). **Процес народження електрон-позитронної пари** при розсіюванні кванта в полі атомного ядра з передачею практично всієї енергії кванта електрону й позитрону [8].

Імовірність кожного із процесів істотно залежить від енергії квантів. Фотоефект і народження пара - граничні процеси, що відбуваються тільки для квантів з енергією, що перевищує відповідно енергію зв'язку даного електрона в речовині або енергію спокою електрон-позитронної пари, тобто величину $2m_0c^2 = 1,022 \text{ МеВ}$. Явище фотоефекту при взаємодії фотонів (видиме світло й ультрафіолет), рентгенівських квантів і гамма-квантів з речовиною має різноманітні форми, що проявляються в дії різних детекторів ядерних випромінювань (див. лаб. роб. №1 по лічильнику Гейгера-Мюллера й №2 по сцинтиляційному детектору) [9]. Фотоефект характерний (більше ймовірний) в області низьких енергій гамма-випромінювання, порівнянних з енергією зв'язку в атомі електронів ближніх до ядра орбіт (трохи кеВ для легких атомів - кілька десятків кеВ для важких атомів). Перетин фотоефекту спадає з ростом енергії квантів. Комптон-ефект можливий для квантів, енергія яких значно перевищує енергію зв'язку електрона в речовині або атомі, тобто для практично вільних електронів з "точки зору" кванта, що розсіюється. Комптон-ефект характерний для середніх енергій квантів (десятки кеВ - одиниці МеВ), народження пари характерне для високих енергій випромінювання, що перевищують поріг реакції в 2 – 3 рази й більше.

У всіх випадках реєстрації твердого електромагнітного випромінювання в речовині виникають заряджені частки, що рухаються,- електрони, які фактично й реєструються детектором.

Таким чином, реєстрація гамма-квантів, квантів рентгенівського й гальмового випромінювання по суті непряма. Квант по суті іонізує один атом, а вся інша істотна частина іонізації речовини виробляється фото- або комптон-електроном. Явище фотоефекту й комптон-ефекту трохи більш докладно розглянуті в лаб. роб. № 7.

Відзначимо, що в даному фізпрактикумі процес народження електрон-позитронних пар не буде порушений, тому що енергії гамма-квантів, застосовуваних на лабораторних роботах радіоактивних джерел, менше граничної й тим більше декількох Мев, при яких імовірність процесу стає помітною. Не розглядаються також і ряд інших процесів взаємодії гамма-випромінювання з

речовиною, імовірність яких незначна: релеевське й томсоновське розсіювання на атомних електронах, фотоядерні реакції й т.п.

3.3. Нейтральні частки.

Нейтральні частки ядерних випромінювань (нейтрони, нейтрино, нейтральні мезони й ін.) взаємодіють в основному з ядрами атомів речовини за рахунок сильної й слабкої взаємодії. Нейтрони, наприклад, випробовують пружне й не пружне розсіювання на ядрах, радіаційне захоплення ядром із випускненням гамма-кванта, ядерні реакції з вильотом нуклонів (нейтронів, протонів), реакції розподілу важких ядер й ін. У всіх відзначених випадках у речовині виникають вторинні заряджені частки, що рухаються (ядра віддачі, уламки ядер, протони й т.п.) і гамма-кванти, взаємодія яких із речовиною також призводить до вторинних заряджених часток - електронам й іонам.

3.4. Таким чином, для всіх видів ядерних випромінювань взаємодія з речовиною детектора зводиться в залишковому підсумку до взаємодії з їм первинних або вторинних заряджених часток, що рухаються, і, отже, реєстрація ядерних випромінювань заснована на іонізаційному ефекті або на іонізаційних втратах енергії. Саме в зв'язку із цим ядерні випромінювання й називають іонізуючими, тому що основний ефект їхньої взаємодії з речовиною – іонізація - речовини.

4. Класифікація й застосування детекторів ядерних випромінювань

Особливості способу реєстрації іонізаційних втрат енергії дозволяють провести певну класифікацію детекторів ядерних випромінювань, представляє умовно в основному двома класами.

4.1. Клас трекових детекторів. Трек (англ. слід) - траєкторія зарядженої частки, що реєструється випромінювання (або вторинної зарядженої частки) у речовині детектора, що стає видимою для ока, фотоапарата, відеокамери й т.п. за рахунок різних фізико-хімічних процесів, ініційованих позитивними іонами й електронами, утвореними уздовж шляху зарядженої частки. До трекових детекторів відносять товстошарові ядерні фотоемульсії (фотоемульсія - історично перший детектор, що, дозволив А. Бекерелю відкрити явище радіоактивності і ядерні випромінювання), камера Вільсона й дифузійна камера, бульбашкова камера, іскрова камера й т.п. Довжина треку, товщина треку і його кривизна, при використанні детектора в зовнішньому магнітному полі, дозволяють одержати досить значну інформацію про кожен частку (квант) , що реєструється, випромінювання [10]. Трекові детектори широко використовуються в наукових дослідженнях.

4.2. Клас електронних детекторів. Електронні детектори є найпоширенішими детекторами ядерних випромінювань, як у наукових дослідженнях, так й у практичних застосуваннях. У дискретному або імпульсному електронному детекторі іонізаційний ефект при реєстрації кожної частки, або кванта ядерних випромінювань супроводжується імпульсом електричного струму. В аналоговому або струмовому електронному детекторі інтегральний іонізаційний ефект від досить інтенсивного потоку випромінювання приводить до протікання безперервного електричного струму через детектор, величина якого залежить від інтенсивності опромінення детектора. Параметри імпульсного або струмового електричного сигналу подають певну інформацію про реєструєме випромінювання. ***До електронних детекторів відносять іонізаційні детектори (іонізаційна камера - струмова й імпульсна, пропорційний лічильник, лічильник Гейгера-Мюллера), напівпровідникові детектори, сцинтиляційні детектори, черенковські лічильники й т.п.***

Особливий клас детекторів представляють ***хімічні й калориметричні детектори***, що дають інтегральний хімічний або тепловий ефект при реєстрації досить інтенсивних потоків ядерних випромінювань.

Відзначимо, що завжди, у середньому, деяка частина енергії часток (квантів), що реєструються, іонізуючих випромінювань при їхній реєстрації переходить в теплову енергію в детекторі [11].

Різні типи детекторів класифікуються також по агрегатному стану речовини детектора, у якому відбуваються іонізаційні втрати енергії, що рухаються первинних або вторинних заряджених часток: газові, рідинні й твердотілі. Більше висока густина речовини детектора сприяє

, в основному, росту його ефективності (див. нижче), але в ряді випадків вимагає й більше якісних підсилювачів сигналів. Крім того, детектори можуть розрізнятися по виду, що реєструється, випромінювання: альфа-, бета-, гамма-детектори, детектори нейтронів, протонів, детектори змішаного випромінювання й т.п. Це розходження обумовлене конструктивними особливостями детектора, що використовують розходження у взаємодіях цих видів випромінювання з речовиною.

Особливості того або іншого детектора, у т.ч. і його вартість, диктують його застосування в кожному конкретному випадку. При дослідженнях елементарних часток на сучасних прискорювачах, при вивченні космічних променів застосовуються комбіновані системи детекторів різних типів, що інформаційно доповнюють один одного.

4.3. У більшості досліджень і практичних застосувань експериментальної ядерної фізики вирішуються звичайно порізно або спільно два основні завдання:

1). Визначення інтенсивності ядерного випромінювання в місці розташування детектора, тобто підрахунок числа часток (квантів), що попадають у детектор в одиницю часу. Це **завдання рахунку випромінювання**.

2). Визначення енергії кожної частки (кванта) або розподілу по енергіях цих часток (квантів) у випромінюванні, що реєструється детектором. Це **завдання спектрометрії випромінювання**.

Успішне рішення зазначених вище двох завдань досягається застосуванням детекторів із відповідними характеристиками. Вид випромінювання, що реєструється, звичайно відомий при роботі з радіоактивними джерелами промислового виготовлення (джерела, застосовувані в даному лабораторному практикумі), або визначається в досить складних експериментах.

Можливість рахунку часток (квантів) випромінювання забезпечується самим фактом їхньої реєстрації. Можливість визначення їхньої енергії заснована на пропорційності величини вихідного сигналу детектора (амплітуди напруги електричного імпульсу) величині іонізаційного ефекту, що у свою чергу пропорційний величині енергії реєструємої частки (кванта) при повній передачі цієї енергії детектору, що забезпечується його конструкцією й принципом дії. У трекових детекторах ця енергія може бути обчислена за формою й довжиною треків, а в електронних детекторах по величині (амплітуді) напруги вихідного електричного імпульсу за результатами відповідної розмітки детектора. У зв'язку із цим клас електронних детекторів підрозділяється на **непропорційні детектори й пропорційні (спектрометричні) детектори**. Непропорційні детектори - струмова іонізаційна камера й лічильник Гейгера-Мюллера, здатні вирішувати тільки завдання рахунку випромінювання, а пропорційні (всі інші електронні детектори), вирішувати й завдання рахунку й завдання виміру енергії.

У даному лабораторному практикумі непропорційні електронні детектори представлені лічильником Гейгера-Мюллера (лаб. роб. 1, 3, 4, 6, 7), а пропорційні - сцинтиляційним детектором (лаб. роб. 2, 5, 8).

4.4. Відзначимо, що широко використовувані електронні детектори забезпечують тривалу надійну працездатність при гарній герметизації робочої речовини детектора, що перешкоджає проникненню в нього кисню й вологи атмосферного повітря. Вихідні сигнали всіх електронних детекторів, крім лічильника Гейгера-Мюллера, порівняно невеликі по амплітуді й вимагають певного посилення для наступної обробки, що не створює проблем при сучасному рівні розвитку електроніки. Амплітуда сигналів лічильника Гейгера-Мюллера досить значна (десятки - сотні вольтів), що дозволило використати цей детектор в експериментах Резерфорда на початку 20-го століття, ще задовго до розвитку електроніки. Відносно низька вартість і простота експлуатації роблять цей лічильник найпоширенішим у побутових дозиметрах, у промислових установках радіоізотопної техніки, у наукових дослідженнях і т.п.

5. Основні характеристики детекторів.

5.1. Ефективність детектора визначається ймовірністю реєстрації частки (кванта), що потрапила в межі робочого об'єму детектора, тобто відношенням числа зареєстрованих часток до загального числа часток, що потрапили за годину виміру на детектор. Ефективність різних типів детекторів залежить, в основному, від виду й енергії, що реєструється, випромінювання, а також від конструктивних особливостей детекторів, і коливається в широких межах від практично одиниці (100%) до досить малих величин. Наприклад, ефективність реєстрації заряджених часток (альфа -, бета-випромінювання й т.п.), для яких спеціальними способами забезпечене проникнення

усередину робочого об'єму детектора крізь його корпус, досягає майже 100%, а ефективність реєстрації нейтрино, дуже слабо взаємодіючого з речовиною, нескінченно мала. Саме імовірнісний характер взаємодії ядерних випромінювань із речовиною, що навіть добрі проникають усередину робочого об'єму детектора, робить ефективність детектора принципово менше одиниці. Досить близька до одиниці ефективність детектора буде забезпечена, якщо середня довжина вільного пробігу часток або квантів даного випромінювання в робочій речовині детектора виявиться менше його розмірів, тобто частка, що потрапила в об'єм детектора, втратить у ньому всю, або хоча б деяку помітну частину своєї енергії. Відповідна для даного випромінювання робоча речовина детектора з великою ймовірністю взаємодії з реєструємим випромінюванням і більші розміри детектора збільшують його ефективність. До згаданого вище спеціальним способом проникнення випромінювання всередину детектора ставляться, наприклад, приміщення альфа-джерел усередину робочого об'єму детектора, виготовлення корпусів детекторів зі спеціальними тонкими вікнами для проникнення випромінювання всередину робочого об'єму, у якому створюється іонізаційний ефект, що реєструється. Як матеріал вікон, герметизованого робочого об'єму від атмосферного повітря, використовують тонку слюду, берилієву або алюмінієву фольгу, полімерні плівки й т.п. [12]. Відзначимо, що ефективність реєстрації й у цих випадках помітно падає для "м'якого" випромінювання, тобто для часток і гамма-квантів малої енергії, затримуваних навіть тонкими вікнами, що змушує вводити виправлення на так звані "хід із твердістю" або на залежність ефективності детектора від енергії, що реєструється випромінювання. Звичайні газові лічильники Гейгера-Мюллера, без спеціальних тонких вікон, використовувані в найпростіших дозиметрах і радіометрах, практично не реєструють альфа-випромінювання й із досить малою ефективністю реєструють м'які бета- і гамма-випромінювання. Ефективність реєстрації твердого бета-випромінювання цими лічильниками досить висока, але для гамма-випромінювання навіть з енергією, більших декількох десятків кеВ, не перевищує величин порядку декількох відсотків. Це пояснюється тим, що реєстрація гамма-квантів газовими іонізаційними детекторами здійснюється по вторинних електронах, що попадають в робочу речовину детектора - газ, із внутрішньої поверхні металевого корпусу (катода) детектора при фото-ефекті і комптон-ефекті цих квантів у речовині корпусу [13]. Для більше твердого гамма-випромінювання, що володіє більшою проникаючою здатністю, ефективність реєстрації знову зменшується, а потім трохи зростає за рахунок включення в процес реєстрації явища народження пари.

5.2. Просторовий дозвіл детектора визначається точністю локалізації в просторі місця проходження частки (кванта) випромінювання. Для електронних детекторів просторовий дозвіл обмежується в першу чергу розмірами самого детектора, але він легко може бути підвищено застосуванням спеціальних *коліматорів* із щілиною, через які випромінювання пропускається на детектор. Положення детектора із щілиною, тобто геометрія експерименту, задається експериментатором. Просторовий дозвіл важливий в дослідженнях, пов'язаних із розсіюванням випромінювання на речовині, відхиленню випромінювання в різних полях і т.п.

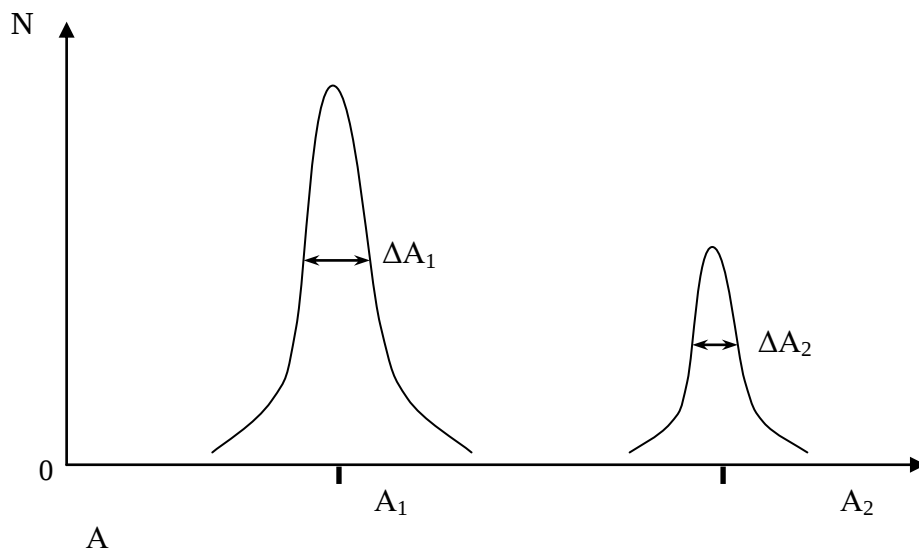
5.3. Тимчасовий дозвіл детектора визначається величиною мінімального інтервалу години τ , через який детектор здатний зареєструвати нову частку (квант) після реєстрації попередньої. Тимчасовий дозвіл характеризує швидкодію детектора, тобто здатність реєструвати роздільно акти взаємодії з ним часток або квантів випромінювання, що впливають один за одним через досить малий проміжок часу (істотно при інтенсивному опроміненні детектора). Кінцевий час дозволу обумовлений тривалістю процесів, що протікають у детекторі, при реєстрації даної частки (кванта) випромінювання. По завершенні цих процесів детектор відновлює вихідний стан, необхідний для реєстрації наступної частки. Для більшості детекторів інтервал часу від моменту влучення частки (кванта) у детектор до повернення детектора у вихідний стан, звичайно, розділяють на дві частини: властиво *час дозволу* або "*мертвий*" *час τ* і *час відновлення τ* . При влученні в електронний детектор наступної частки (кванта) в інтервалі "мертвого" часу, детектор не видає окремого сигналу реєстрації цієї частки. Сигнал цієї реєстрації зливається з попереднім сигналом, утворюючи один, але більше тривалий у часі сигнал – електричний імпульс. При цьому виникає *прорахунок* або пропуск реєстрації. В інтервалі часу відновлення сигнал від нової частки (кванта) звичайно має меншу амплітуду, але він є, і може бути зареєстрований електронними апаратурами

установки при її достатній чутливості (див., наприклад, сигнал лічильника Гейгера-Мюллера в лаб. роб. №1). Відзначимо, що величини й "мертвого" часу й часу відновлення залежати від конкретних процесів у кожному детекторі при реєстрації випромінювань, від енергії ресурсної частки (кванта), місця її влучення в детектор і т.п. Радіотехнічними прийомами, тобто за допомогою спеціальних електронних схем (у найпростішому випадку – це **РС-ланцюжок**, що диференціює) тривалість будь-якого електричного імпульсу можна істотно зменшити. Тому що при цьому зменшується й амплітуда сигналу, що небажано, у схемі включення детектора, як правило, передбачається вкорочення тривалості вихідного сигналу до величини порядку "мертвого" часу. Саме тому порівняно гарним наближенням (оцінкою з деяким перевищенням) для часу дозволу є тривалість вихідного сигналу детектора. Подальше вкорочення імпульсу не має змісту, тому що не приведе до поліпшення тимчасового дозволу, обмеженого низу тривалістю фізичних процесів у детекторі при реєстрації. У силу того, що частки (кванти) ядерних випромінювань попадають на детектор не періодично, а статистично, тому що процес радіоактивності – процес імовірнісний, а час дозволу, хоч і мало, але звичайно, тоді будь-який детектор завжди працює із прорахунками. **Інтенсивність** або **швидкість рахунку**, що реєструється випромінювання $I = N/t$, де N – число сигналів (імпульсів) електронного детектора, зареєстрованих вимірювальними апаратурами установки (**лічильником імпульсів** або **перерахунковим приладом**) за якийсь час t . Роль прорахунків невелика при невеликій інтенсивності опромінення, але вона зростає з ростом цієї інтенсивності. Для характеристики швидкодії детектора часто використовують величину його **граничного завантаження** $I_{\text{гран.}} = 1/\tau$ або $I_{\text{гран.}} \approx 1/(\tau + \tau')$, де $\tau + \tau'$ – тривалість імпульсу детектора [14]. Величина прорахунків істотна при завантаженні детектора порівнянної із $I_{\text{гран.}}$ і в досить точних експериментах вимірювана інтенсивність реєстрації вимагає виправлення на прорахунки. Реєструєма детектором швидкість рахунку I зростає нелінійно з ростом інтенсивності його опромінення I_0 через збільшення ролі прорахунків. Дійсно, із I_0 часток (квантів), що потрапили на детектор за одиницю часу, буде зареєстровано I часток, причому внаслідок прорахунків I менше I_0 (отут для простоти міркувань ефективність детектора прийнята рівній одиниці). Очевидно, що частка "мертвого" часу в одиничному тимчасовому інтервалі є $I \cdot \tau$. Тоді число прорахунків, тобто число часток (квантів), не зчитаних детектором в одиницю часу, дорівнює $I_0 - I_0 \cdot I \cdot \tau$ [15] й, відповідно, $I = I_0 - I_0 \cdot I \cdot \tau$. Таким чином, справжня інтенсивність опромінення детектора I_0 , реєструється інтенсивністю опромінення (швидкість рахунку) I і час дозволу τ зв'язані співвідношеннями: $I_0 = I/(1 - I \cdot \tau)$ і $I = I_0/(1 + I_0 \cdot \tau)$.

Для детекторів із поганим тимчасовим дозволом, наприклад, лічильник Гейгера-Мюллера, можлива ситуація значних прорахунків, аж до повної непрацездатності при високих інтенсивностях опромінення, що й спостерігали деякі дозиметристи при ліквідації Чорнобильської аварії.

5.4. Енергетичний дозвіл спектрометричного детектора – характеристика, що має зміст тільки для пропорційних електронних детекторів і визначальна точність його спектрометричних властивостей, тобто можливість відрізнити за допомогою цього детектора близькі по величині енергії частки (кванти) ядерних випромінювань. Енергетичний дозвіл обмежує спектрометричні властивості пропорційних детекторів внаслідок того, що процеси перетворення енергії часток (квантів) випромінювання у вихідний сигнал мають імовірнісний (статистичний) характер. Коефіцієнт пропорційності K між енергією частки (кванта) E й амплітудою напруги вихідного імпульсу детектора A коливається навколо середнього значення, через непереборний навіть для моноенергетичного випромінювання флуктуацій числа актів іонізації атомів (іонізаційні й напівпровідникові детектори) або числа актів порушення атомів й, відповідно, числа випущених світлових квантів (сцинтиляційні детектори). Флуктуації відбуваються й у наступних процесах у різних детекторах залежно від їхньої конструкції, наприклад, у фотомножниках сцинтиляційних детекторів. Таким чином, співвідношення $E = K \cdot A$ для пропорційних детекторів, що дозволяє по експериментально обумовленій для даного детектора при його градуванні величині K і спостережуваній амплітуді імпульсів A визначати енергію E випромінювання, справедливо в середньому, з відносною похибкою $\delta = \Delta A/A = \Delta E/E$, що називається енергетичним дозволом

даного детектора. Отут ΔA – розкид імпульсів по амплітуді для даної енергії E моноенергетичного випромінювання й, відповідно, ΔE – похибка у визначенні енергії. Величину ΔA й A , тобто енергетичний дозвіл δ визначають із **амплітудного (апаратного) спектра**, що відповідає енергетичному спектру, що реєструється випромінювання. Для моноенергетичного випромінювання розподіл (спектр) імпульсів детектора по амплітуді має, у силу випадкових флуктуацій у перетворенні: енергія частки (кванта) – амплітуда імпульсу, вид гаусової кривої (див. мал.),

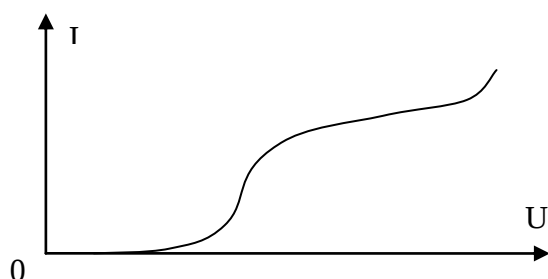


де N – кількість імпульсів детектора залежно від їхньої амплітуди A , підрахованих за деякий проміжок часу виміру за допомогою спеціальних пристроїв ядерної електроніки (див. амплітудний аналіз при спектрометрії ядерних випромінювань). На мал. наведено амплітудний спектр радіоактивного джерела, що випромінює кванти двох різних енергій. Положення піка по амплітуді A в амплітудному спектрі визначає енергію часток (квантів) випромінювання, що реєструються. Величину ΔA звичайно визначають на половині висоти піка розподілу (**на півширині розподілу**). Відповідно, невизначеність, тобто точність або похибка вимірюваної енергії випромінювання $\Delta E = K \cdot \Delta A$. Відрізнити два піки й відповідно енергії випромінювання, що розрізняються менш чим на ΔE , з даним детектором неможливо, тому що обое окремих піка зліплюються в один більше широкий пік. Енергетичний дозвіл – істотна характеристика пропорційного детектора. Найкращим енергетичним дозволом (до декількох відсотків) володіють сучасні напівпровідникові детектори, у яких порівняно мала енергія $\mathcal{E}$ утворення пари іон-електрон, приблизно рівна ширині забороненої зони напівпровідникового переходу, тобто величині порядку **1 eV**. У цьому випадку досить велике число $n = E/\mathcal{E}$ актів іонізації й, відповідно, менше величина відносної флуктуації $\Delta n/n$ якої пропорційні енергетичному дозові (для випадкової величини n , розподіленої за законом Пуассона, абсолютна флуктуація $\Delta n = n^{1/2}$ й, відповідно, величина відносної флуктуації $\epsilon n^{-1/2}$). У сцинтиляційних детекторах енергія порушення атомів сцинтилятора порядку декількох **eV**. У газових іонізаційних детекторах величина $\mathcal{E}$ значно вище, порядку **10 – 30 eV** для більшості використовуваних газів, і, отже, у кілька разів гірше енергетичний дозвіл. Відзначимо, що енергетичний дозвіл залежить від багатьох факторів: від енергії випромінювання (поліпшується з ростом енергії, відповідаючи загальновідомій істині про більш точний вимір більших величин), від однорідності речовини детектора, у якому відбувається іонізаційний ефект, від місця влучення частки (кванта) у детектор (крайовий ефект, при якому частка випромінювання може не повністю втратити свою енергію в детекторі), від ступеня стабілізації напруги живлення детектора й ін. Більшість цих факторів, мабуть, додатково до флуктуацій іонізації й порушення атомів речовини детектора, погіршують енергетичний дозвіл.

5.5. Рахункова характеристика електронного детектора – це залежність реєструємої швидкості рахунку $I = N/t$ (див. вище) від величини напруги U , що живити детектор, при незмінній інтенсивності його опромінення. Головний зміст рахункової характеристики $I(U)$ у визначенні величини оптимальної робочої напруги живлення даного детектора.

Оскільки від напруги живлення детектора залежить посилення первісного іонізаційного ефекту, виробленого реєструємою часткою (квантом), тоді амплітуда A , вихідний сигнал зростає зі збільшенням цієї напруги, як для пропорційних, так і для непропорційних детекторів. Конкретний вид залежності $A(U)$ визначається принципом роботи даного виду електронного детектора і його особливостей. Тому що перерахунковий пристрій, що підраховує вихідні сигнали детектора, має певний поріг спрацьовування по амплітуді (імпульси детектора з амплітудою меншою порога спрацьовування не розраховуються перерахунковим приладом), ті з ростом напруги живлення для пропорційного детектора швидкість, що реєструється, лічення I росту через включення в рахунок імпульсів від часток (квантів) усі меншої й меншої енергії аж до досить численних імпульсів теплових шумів (характерно для сцинтиляційних детекторів). Для лічильника Гейгера-Мюллера (непропорційний детектор) різке зростання швидкості рахунку I при деякій напрузі живлення викликане тим, що сам детектор має певну граничну напругу своєї дії, після якого підраховуються всі його досить більші по амплітуді сигнали.

Конкретний вид рахункової характеристики $I(U)$ трохи відрізняється для різних типів детекторів, але для всіх детекторів характерно плато більшої або меншої крутості рахункової характеристики (див. мал.), в області якого швидкість рахунку не дуже сильно змінюється при



зміні напруги на детекторі (характерно для лічильників Гейгера). Для сцинтиляційних детекторів нахил плато може бути й відносно більшим.

Порівняно швидкий ріст рахункової характеристики в області початку плато обумовлений розвитком самостійного розряду для лічильників Гейгера, або реєстрацією найбільших по енергії (і, відповідно, по амплітуді імпульсів) часток (квантів) випромінювання

даного джерела для спектрометричних (сцинтиляційних) детекторів. Різке зростання характеристики наприкінці плато обумовлено реєстрацією або імпульсів від саморозрядів лічильника Гейгера, або численних імпульсів від теплових шумів для сцинтиляційного детектора. Очевидно, що реєстрація цих сигналів не має змісту. Робоча напруга живлення детектора, звичайно, вибирається приблизно в середині плато, при цьому можливі коливання напруги живлення в меншому ступені позначаються на вимірюваній інтенсивності випромінювання. Звичайно, ця напруга повинне забезпечувати підрахунок імпульсів джерела й від його часток (квантів) мінімальної енергії, що цікавить експериментатора (істотно для спектрометричних сцинтиляційних детекторів).

Особливості рахункової характеристики лічильника Гейгера-Мюллера й сцинтиляційного детектора, а також залежності амплітуди вихідного сигналу від напруги живлення будуть розглянуті у відповідних лабораторних роботах.

5.6. Експлуатаційні характеристики детекторів містять у собі питання довговічності, стабільності й надійності роботи, простоти експлуатації, вимоги до наступних електронних пристроїв, що сприймають сигнал детектора, питання вартості детектора й т.п.