Міністерство освіти і науки, молоді та спорту України
Львівський національний університет імені Івана Франка

ПРАКТИКУМ З ЯДЕРНОЇ ФІЗИКИ

для студентів фізичного факультету

Рекомендовано до друку
Вченою радою фізичного факультету
Протокол *№ 9 від 21.12.2011 р.*

Львів ЛНУ 2012

УДК 539.1 (075.8)
ББК В38я73
К 20

Рецензент:
д-р фіз.-мат. наук, проф. *А. В. Франів*
(Львівський національний університет імені Івана Франка)

Рекомендовано до друку Вченою радою фізичного факультету
Львівського національного університету імені Івана Франка
(Протокол *№ 9 від 21.12.2011 р.*)

Капустяник В. Б., Кулик Б. Я., Партика М. В.
К 20 Практикум з ядерної фізики для студентів фізичного факультету: навчальний посібник / В.Б. Капустяник, Б.Я. Кулик, М.В. Партика. Львів: Видавн. центр фізичного ф-ту ЛНУ імені Івана Франка, 2012. 88 с.

Викладено методики виконання тринадцяти лабораторних робіт загального практикуму з курсу ядерної фізики для студентів фізичного факультету. Розглядаються основні поняття та закономірності, знання яких потрібні для виконання лабораторних завдань. Роботи знайомлять з особливостями радіоактивного розпаду ядер, взаємодії альфа-, бета- та гамма-випромінювання з речовиною та методами реєстрації ядерного випромінювання. При підготовці практикуму використаний досвід попередніх видань такого типу. Водночас у ньому враховано, що усі лабораторні роботи виконуються на цілковито оновленому, сучасному обладнанні, розгорнутому в рамках створення нової лабораторії ядерної фізики фізичного факультету Львівського національного університету імені Івана Франка. Особливістю практикуму є широке використання комп'ютерів як в процесі отримання експериментальних даних, так і їхнього опрацювання. Низка лабораторних робіт вперше впроваджена в навчальний процес студентів-фізиків.

УДК 539.1 (075.8)
ББК В38я73

© Капустяник В., Кулик Б.,
Партика М., 2012
© Львівський національний
університет імені Івана Франка, 2012

НАЙВАЖЛИВІШІ ПОНЯТТЯ І ВІДОМОСТІ З ЯДЕРНОЇ ФІЗИКИ

Ядерна фізика вивчає властивості і структуру атомних ядер.

Основне її завдання з'ясувати природу ядерних сил, що діють між *нуклонами* – складовими частинками ядер, і особливості руху нуклонів у ядрі. Теоретичною основою ядерної фізики є квантова теорія, а в основі експериментальної бази лежать сучасні методи досліджень, які ґрунтуються на застосуванні різноманітних реєструючих пристроїв, у тому числі газорозрядних лічильників, камери Вільсона, іонізаційної і дифузійної камер.

Згідно з уявленнями нейтронно-протонної моделі (В.Гейзенберг, Д.Д.Іваненко, 1932), ядра всіх атомів хімічних елементів складаються з протонів і нейтронів. *Протон* (p) – це ядро атома водню з зарядом $Q_p=+e=1{,}6021892\cdot10^{-19}$ Кл і масою $m_p=1836{,}15152\ m_e$, де $m_e=9{,}1085\cdot10^{-31}$ кг – маса електрона. Заряд *нейтрона* $Q_n=0$, а маса $m_n = 1838{,}6562\ m_e$. Кількість нуклонів в ядрі A називається *масовим числом ядра:*

$$A = Z + N\,, \tag{1}$$

де Z – кількість протонів, N – кількість нейтронів у ядрі. Число Z визначає загальний заряд ядра, що дорівнює Ze, і порядковий номер хімічного елемента, і називається *атомним номером ядра*.

Для позначення ядер прийнята символіка ${}^{A}_{Z}\mathrm{X}$, де X – символ хімічного елемента. Ядра з однаковим Z, але різними A, називаються *ізотопами*. Ядра, у яких Z і A однакові, але різні періоди піврозпаду, називаються *ядерними ізомерами*.

Маса ядра завжди дещо менша від сумарної маси нуклонів, з яких воно складається:

$$M = Zm_p+(A-Z)m_n-\Delta M. \tag{2}$$

Зменшення маси ядра на величину ΔM – дефект мас – пояснюється виділенням енергії при об'єднанні нуклонів в ядро. Величина енергії, якій відповідає ця зміна маси, дорівнює

$$\Delta E = \Delta Mc^2 \tag{3}$$

і називається *енергією зв'язку ядра*. Вона дорівнює тій енергії, яку необхідно затратити для розщеплення ядра атома на складові нейтрони і протони.

ЗАКОНИ РАДІОАКТИВНОГО РОЗПАДУ

Радіоактивність – явище самовільного перетворення атомних ядер в ядра інших хімічних елементів шляхом їхнього розпаду з випусканням однієї або кількох частинок. Ядра, які зазнають такого розпаду, називаються *радіоактивними*, а решта ядер – *стабільними*. Сьогодні з 1300 різновидів відомих ядер понад 1000 є радіоактивними.

При радіоактивному розпаді ядер змінюються:

1) кількість нуклонів, або масове число A;
2) протонно-нейтронний склад при сталому A;
3) внутрішня енергія і спін ядра.

Необхідною умовою самовільного розпаду є енергетична вигідність процесу, тобто маса радіоактивного ядра має бути більшою від суми мас продуктів розпаду. Характеристиками радіоактивного розпаду є:

1) час протікання процесу (період піврозпаду);
2) сорт частинок – продуктів розпаду;
3) енергії частинок, що випромінюються;
4) кути розлітання продуктів розпаду.

Процес радіоактивного розпаду є екзотермічним, тобто енергія, яка виділяється при розпаді у формі кінетичної енергії продуктів розпаду, більша від нуля.

Теорія радіоактивного розпаду ґрунтується на тому, що радіоактивність є статистичним процесом. Однакові ядра розпадаються за різний час, однак середній час життя ядра певного сорту не залежить від зовнішніх умов, а також методу його отримання. Зважаючи на те, що окремі ядра підлягають перетворенням незалежно один від одного, для кількості ядер dN, які розпадаються за час dt, можна записати:

$$\mathrm{d}N = -\lambda N \mathrm{d}t, \tag{4}$$

де N – кількість радіоактивних ядер у момент часу t, λ – *стала розпаду* – характерна для конкретного радіоактивного ізотопу величина, яка характеризує ймовірність розпаду ядра за одиницю часу. За одиницю часу з кількості N однакових нестабільних ядер у середньому буде розпадатися λN ядер. Величина λN, що характеризує швидкість розпаду ядер радіоактивної речовини, називається *активністю*. Одиниця активності в системі СІ – *беккерель*: 1 Бк – 1 розпад за секунду. Часом активність виражають в позасистемній одиниці *кюрі* (Ki): 1 Ki = $3{,}7\cdot10^{10}$ Бк. За 1 Ki прийнята активність приблизно 1 г ^{226}Ra.

Після інтегрування співвідношення (4) отримаємо *основний закон радіоактивного розпаду:*

$$N = N_0 e^{-\lambda t}, \tag{5}$$

де N – кількість ядер, що не розпалися на час t. Згідно з (5) кількість ядер радіоактивного елемента, що не розпалися, з часом зменшується за експоненціальним законом.

Періодом піврозпаду $t_{1/2}$ називається час, протягом якого розпадається половина початкової кількості ядер:

$$\frac{1}{2}N_0 = N_0 e^{-\lambda t_{1/2}}; \quad t_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} \approx \frac{0{,}693}{\lambda}. \tag{6}$$

Періоди піврозпаду відомих ядер знаходяться в широкому інтервалі часу від $3\cdot10^{-7}$ с до $1{,}4\cdot10^{17}$ років.

Середній час життя ядра τ – величина, що є обернено пропорційною до сталої розпаду λ:

$$\tau = \lambda^{-1}, \tag{7}$$

і дорівнює проміжкові часу, за який початкова кількість ядер зменшиться в e разів.

Якщо радіоактивний препарат складається з ядер одного типу, то логарифм активності лінійно залежить від часу:

$$\ln\left(-\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}t}\right) = \ln(\lambda N_{\mathrm{o}}) - \lambda t. \tag{8}$$

Тангенс кута нахилу графіка цієї залежності дорівнює сталій розпаду λ. Якщо ж препарат складається з ядер із різними сталими розпаду, то залежність логарифма активності від часу є нелінійною.

ТИПИ РАДІОАКТИВНОГО РОЗПАДУ ЯДЕР

α-розпад

Явище α-розпаду полягає у тому, що важке ядро самовільно розпадається з випусканням α-частинки – ядра гелію ${}^{4}_{2}\mathrm{He}$. Схема α-розпаду має вигляд

$${}^{A}_{Z}\mathrm{X} \rightarrow {}^{A-4}_{Z-2}\mathrm{Y} + {}^{4}_{2}\mathrm{He}, \tag{9}$$

де X, Y – материнське і дочірнє ядра відповідно.

α-розпад має такі характерні особливості:

1) α-розпад спостерігається переважно у важких ядрах зі Z>83;

2) періоди піврозпаду α-активних ядер змінюється у межах: 10^{-6} с $\div 1{,}4\cdot 10^{17}$ років;
3) енергії α-частинок здебільшого є у вузькому інтервалі: 4÷9 МеВ для важких елементів і 2÷4,5 МеВ – для рідкісноземельних;
4) період піврозпаду залежить від енергії α-частинок, які вилітають, і може бути описаний емпіричним законом Гейгера-Неттола:

$$\log t_{1/2} = C + \frac{D}{\sqrt{E}}, \tag{10}$$

де C і D – константи, які не залежать від A і мало залежать від Z; E – енергія α-частинки.

Енергія, яка дорівнює різниці енергії спокою материнського ядра і продуктів розпаду, розподіляється між α-частинкою і дочірнім ядром у вигляді кінетичної енергії, обернено пропорційної до їхніх мас. Відомо, що α-активне джерело часто випускає декілька груп α-частинок з близькими, але різними енергіями. Це пояснюється тим, що дочірнє ядро може виникати як в основному, так і у збудженому станах. У результаті цього виникає тонка структура енергетичного спектра α-частинок, причому ймовірність переходів, тобто інтенсивність α-розпадів спадає зі збільшенням енергій збудження дочірнього ядра. Якщо в результаті α-розпаду дочірнє ядро виявляється в збудженому стані, то за час, рівний часу його життя ($\tau = 10^{-15} \div 10^{-8}$ с), воно переходить в основний або нижчий збуджений стан із випромінюванням γ-кванта. Енергія останнього визначається відстанню між енергетичними рівнями дочірнього ядра.

Енергія збудження дочірнього ядра може бути вивільнена шляхом випускання якої-небудь частинки (протона, нейтрона, електрона або α-частинки) або ж віддана безпосередньо (без випромінювання γ-кванта) одному з електронів *K-, L-* або *M*-оболонки атома. В останньому випадку спостерігається т. з. *внутрішня конверсія* (вилітання електрона з атома), яка супроводжується випромінюванням *характеристичних X-променів.*

β-розпад

Суть явища β-розпаду полягає у тому, що ядро самовільно випускає електрон e^- і антинейтрино $\tilde{\nu}_e$ (β^--розпад) або позитрон e^+ і нейтрино ν_e (β^+-розпад), перетворюючись в ядро з тим самим масовим числом A, або ж поглинає один з електронів атомної (звичайно K-) оболонки, випускаючи нейтрино ν_e:

$${}^{A}_{Z}\mathrm{X} \rightarrow {}^{A}_{Z+1}\mathrm{Y} + e^- + \tilde{\nu}_e \qquad \beta^- \text{ - розпад}, \tag{11}$$

$$ {}^{A}_{Z}\mathrm{X} \rightarrow {}^{A}_{Z-1}\mathrm{Y} + e^{+} + \nu_{e} \qquad \beta^{+} \text{ - розпад}, \tag{12} $$

$$ {}^{A}_{Z}\mathrm{X} + e^{-} \rightarrow {}^{A}_{Z-1}\mathrm{Y} + \nu_{e} \qquad K\text{- або електронне захоплення}. \tag{13} $$

Головною особливістю β-розпаду є те, що він зумовлений *слабкими взаємодіями*. β-розпад є внутрішньонуклонним процесом, тобто він відбувається в результаті β-переходів окремих нуклонів:

$$ n \rightarrow p + e^{-} + \tilde{\nu}_{e}; \quad p \rightarrow n + e^{+} + \nu_{e}. \tag{14} $$

Ці β-переходи викликають перебудову внутрішньої структури ядра. Тут треба зазначити, що β-розпад вільного протона p неможливий з енергетичних міркувань, оскільки $m_p < m_n$. Якщо ж протон знаходиться в ядрі, то це обмеження знімається.

Відомо понад 700 штучних β-ізотопів, які практично рівномірно розподілені по всій періодичній системі елементів: кожен елемент має хоча б один β-радіоактивний ізотоп. У результаті β-переходу кінцеве ядро може опинитися в збудженому стані. Тоді β-розпад супроводжується випромінюванням γ-квантів.

У випадку K-захоплення на звільнене місце в електронній K-оболонці атома переходить електрон з розміщеної вище L-оболонки. Вакансія, яка виникла, знову заповнюється електроном з вище розміщеної M-оболонки тощо. Внаслідок таких переходів всередині атома випромінюються характеристичні X-промені, що і дає змогу легко ідентифікувати K-захоплення в ядрі.

Крім розглянутих типів радіоактивних перетворень, спостерігаються явища *спонтанного поділу* важких ядер, при яких отримується два приблизно однакових уламки з дефіцитом протонів і виділяється 2-3 нейтрони, а також явище *протонної радіоактивності,* коли в процесі розпаду випускається один або два протони.

Всі ядра з A>209 нестабільні щодо α-розпаду через зростання ролі кулонівських сил. Якщо A значно більше від 209, то ядро переходить в стабільне через ряд послідовних розпадів. Такі ряди називаються *радіоактивними рядами*. Для них притаманні процеси як α-, так і β-розпаду.

Інформацію про схеми розпаду найважливіших радіоактивних ізотопів, які використовуються у цьому лабораторному практикумі, подано в додатку 1.

γ- випромінювання ядер

Гамма-випромінювання природних і штучних радіоактивних ядер має лінійчатий спектр. Воно зазвичай супроводжує α- і β-розпад.

Дискретність γ-випромінювання поряд із дискретністю спектра α-розпаду дозволяє зробити висновок, що ядро має дискретний спектр енергій.

Механізм γ-випромінювання можна зрозуміти, якщо врахувати власне дискретний спектр енергії ядер. Ядро може знаходитися в різних енергетичних станах – E_1, E_2, E_3, … Перехід з одного – E_i в інший – E_k приводить до випромінювання кванта енергії $h\nu_{ik}=E_i - E_k$. Теорія випромінювання збудженого ядра будується аналогічно до теорії випромінювання атома, при цьому розглядаються різні типи переходів: дипольні електричні, квадрупольні електричні і дипольні магнітні, октупольні електричні і квадрупольні магнітні тощо. Теорія γ-випромінювання приводить до висновку, що час життя збудженого стану ядра складає $\approx 10^{-14}$ с. Цей результат дозволяє відповісти на питання, яке з ядер може бути гамма-активним. Очевидно, що материнське ядро не може випромінювати γ-кванти, оскільки воно повинно для цього бути у збудженому стані, а при часі життя 10^{-14} с воно повинно для цього неперервно отримувати енергію. Іншу ситуацію маємо у випадку дочірнього ядра. При α- і β-розпаді дочірнє ядро при своєму утворенні може виявитися в одному зі збуджених станів. В такому випадку перехід дочірнього ядра в основний незбуджений стан приведе до випромінювання γ-фотона практично одночасно з випусканням α- або β-частинки.

ОДИНИЦІ ВЕЛИЧИН У ДОЗИМЕТРІЇ

Важливими характеристиками іонізуючого випромінювання (ІВ), яке виникає при процесах радіоактивного розпаду, є поглинута, експозиційна і еквівалентна дози.

Поглинута доза D – середня енергія $d\overline{E}$, передана випромінюванням речовині в деякому елементарному об'ємі, поділена на масу речовини dm у цьому об'ємі:

$$D = \mathrm{d}\overline{E} / \mathrm{d}m \,. \tag{15}$$

Одиницею поглинутої дози в міжнародній системі одиниць СІ є *грей* (Гр; 1 Гр=1 Дж/кг). Збереглася спеціальна одиниця поглинутої дози, що склалася історично, *рад*: 1 рад=100 ерг/г=0,01 Гр. *Потужність поглинутої дози* $\dot{D}$ – відношення приросту поглинутої дози dD за малий проміжок часу dt до тривалості цього проміжку:

$$\dot{D} = \mathrm{d}D / \mathrm{d}t \,. \tag{16}$$

Керма – сума початкових кінетичних енергій заряджених частинок, утворених в одиниці маси опромінюваного середовища внаслідок дії

опосередковано іонізуючого випромінювання (нейтрони, рентґенівські і γ-кванти). У загальному випадку керма не збігається з поглинутою дозою, оскільки деяка частина енергії заряджених частинок перетворюється у вторинне опосередковано іонізуюче випромінювання за рахунок гальмівного випромінювання вторинних електронів і не дає внеску в поглинуту дозу. Керму, як і поглинуту дозу, вимірюють в греях і радах.

До 1990 р. однією з основних одиниць дозиметрії була *експозиційна доза X*, яка є відношенням повного заряду dQ носіїв одного знака, що утворюються в повітрі при повному гальмуванні всіх вторинних електронів, утворених фотонами в елементарному об'ємі повітря, до маси повітря dm в цьому об'ємі:

$$X = \mathrm{d}Q / \mathrm{d}m. \tag{17}$$

У системі СІ експозиційна доза вимірюється в *кулонах на кілограм* (Кл/кг). Поняття експозиційної дози за визначенням введено тільки для фотонного випромінювання з енергією від 1 кеВ до 3 МеВ у повітрі. Потужність експозиційної дози визначається аналогічно до формули (16). Позасистемною одиницею експозиційної дози є *рентґен* (Р). 1 рентґен – це одиниця експозиційної дози фотонного випромінювання, при проходженні якого через 0,001293 г (1 см^3) сухого повітря (при 0^0С і 760 мм рт. ст.) у результаті завершення всіх іонізаційних процесів утворюються іони, що несуть одну електростатичну одиницю заряду (в системі CGSE) кожного знаку:

$$1\ \text{Р} = 2{,}58\cdot10^{-4}\ \text{Кл/кг} = 87{,}7\ \text{ерг/(г повітря)} = 0{,}877\ \text{рад}.$$

У м'якій біологічній тканині 1 Р (у повітрі) відповідає 0,96 рад.

Еквівалентна доза H – величина, введена для оцінки радіаційної небезпеки хронічного опромінення організму людини ІВ довільного складу і визначається як добуток поглинутої дози на середній коефіцієнт якості випромінювання k у певній точці тканини:

$$H = Dk = \sum_{i=1}^{\infty} D_i k_i\ , \tag{18}$$

де індекс i відноситься до компонент випромінювання з різною якістю. Безрозмірний коефіцієнт якості k характеризує ефект, спричинений різними видами ІВ у конкретному виді біологічної тканини. Для розрахунку еквівалентної дози в м'якій біологічній тканині беруть такий її склад, % за масою: кисень – 76,2; вуглець – 11,1; водень – 10; азот – 2,6. Потужність еквівалентної дози визначається за формулою, аналогічною до (16). У системі СІ одиницею еквівалентної дози є *зіверт* (Зв):

$$1\ \text{Зв} = 1\ \text{Гр} / k = 100\ \text{рад} / k = 100\ \text{бер}$$

Бер (біологічний еквівалент рада) – спеціальна позасистемна одиниця еквівалентної дози.

МЕТОДИ РЕЄСТРАЦІЇ РАДІОАКТИВНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ

Проходження α-, β- і γ- випромінювання через речовину супроводжується низкою явищ, які можна зареєструвати за допомогою спеціальних приладів. Принципи дії цих приладів ґрунтуються на особливостях взаємодії радіоактивного випромінювання з речовиною.

На здатності радіоактивного випромінювання іонізувати речовину засновані іонізаційні методи реєстрації. Використовують також фотографічну дію радіоактивного випромінювання, а також здатність деяких речовин (*сцинтиляторів*) випромінювати світло під дією α-, β- і γ- випромінювання (*метод сцинтиляцій*). У *калориметричних* методах дозиметричні характеристики ІВ визначають за часом поглинання еталоном енергії, що дорівнює прихованій теплоті плавлення.

Іонізаційні методи

Найширшого застосування набули іонізаційні камери, лічильники Гейгера-Мюллера, пропорційні лічильники та камери Вільсона.

Іонізаційна камера – це заповнений газом конденсатор, до електродів якого прикладено постійну напругу *U* (рис.1).

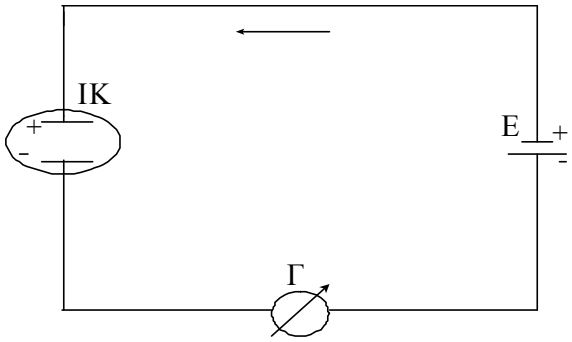


Рис.1. Схема увімкнення іонізаційної камери

Якщо між електродами конденсатора пролітає іонізуюча частинка, іони, які вона створює в газі, рухатимуться до електродів. У результаті в зовнішньому колі виникає електричний струм, який можна визначити чутливим приладом (гальванометром *Г*). Величина цього струму відповідає кількості іонів, утворених іонізуючим випромінюванням в об’ємі іонізаційної камери (ІК). На створення однієї пари іонів у повітрі в середньому потрібна затрата енергії

32 еВ. Недоліком іонізаційної камери є малі струми, які протікають в колі ($\approx 10^{-13}$ А) і, відповідно, високі вимоги до чутливості реєстраційного пристрою.

Іонізаційні процеси також є основою роботи *газорозрядних лічильників*. Принцип дії та особливості їхньої конструкції детально описані в лабораторній роботі 1.

Камера Вільсона служить для спостереження слідів окремих α- і β-частинок. Принцип її дії ґрунтується на утворенні в перенасиченій парі краплинок рідини, що конденсується на іонах, які виникають на шляху іонізуючої частинки.

Дифузійна камера. Істотним недоліком камер Вільсона є мале відношення часу, протягом якого камера здатна фіксувати випромінювання до повного часу досліду. Неперервною чутливістю до іонізуючого випромінювання володіє дифузійна камера. Вона також заповнена сумішшю газу і пари рідини, що знаходиться в стані перенасичення. Відмінність між дифузійною і вільсонівською камерами – у способі утворення перенасичення. У дифузійній камері перенасичення досягається дифузією пари через газ від теплої кришки камери до холодної поверхні її дна. Завдяки цій дифузії у просторі, що межує з основою камери, виникає область перенасичення з неперервною чутливістю.

Робочим середовищем для *бульбашкової камери*, на відміну від двох попередніх, є не перенасичена пара, а перегріта рідина. Заряджена частинка, проходячи крізь неї, залишає на своєму шляху дрібні бульбашки. Ланцюжок цих бульбашок виявляє траєкторію частинки подібно до того як це маємо у камері Вільсона.

Фотографічний метод

Основою фотографічного методу є здатність іонізуючого випромінювання спричинити почорніння фотопластинки. Фотографічна дія радіоактивного випромінювання зумовлена тими ж явищами, які виникають у фотопластинці при освітленні її видимим світлом. У фотографічному методі реєстрації застосовують переважно контактне знімання. Знімки відображають розподіл радіоактивної речовини у досліджуваному об’єкті, вказують на місця концентрації радіоактивних ізотопів, які введені у матеріал, живі організми тощо. Важливою перевагою фотографічного методу є притаманна йому властивість накопичувати ефект зі збільшенням часу експозиції. Завдяки цьому при достатньо великих експозиціях вдається зареєструвати випромінювання дуже слабких препаратів. Високочутливі фотопластинки з товстим шаром емульсії використовують для реєстрації окремих α- і β-частинок. Після обробки фотопластинки траєкторія частинок проявляється в товщі емульсії у вигляді ланцюжка чорних зерен. Крім того, визначаючи довжину сліду, кількість зерен і густину їхнього розміщення, можна встановити природу іонізуючої частинки: її масу, заряд та енергію.

Люмінесцентні методи

У люмінесцентних методах використовують явище сцинтиляцій, яке спостерігається в низці органічних і неорганічних кристалів, а також деяких рідинах під дією іонізуючого випромінювання. Свічення сцинтиляторів можна зареєструвати за допомогою фотоелектронних методів реєстрації. Фотоелектронний помножувач у поєднанні зі сцинтилятором отримав назву *лічильника сцинтиляцій*. Як чутливий елемент у таких лічильниках використовуються кристали антрацену, нафталіну, сірчистого цинку, йодистого натрію, активованого талієм та інші. Сцинтилятор поміщають впритул до вхідного вікна фотопомножувача (ФЕП), до виходу якого під'єднують підсилюючу і реєстраційну схеми. Потрапляння іонізуючої частинки в кристал сцинтилятора спричиняє у ньому короткочасний спалах світла, який реєструється за допомогою ФЕП.

Сцинтиляційний лічильник має переваги у порівнянні з іншими приладами, які служать для реєстрації радіоактивного випромінювання: високу чутливість до всіх типів випромінювання, особливо γ-квантів; малу інерційність (у кращих приладах часове розділення досягає 10^{-9} с); широкі межі вимірювання інтенсивності. Важливою перевагою в порівнянні з лічильниками Гейгера-Мюллера є те, що сцинтиляційні лічильники дають змогу вимірювати енергію окремих γ-квантів або частинок радіоактивного випромінювання.

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА 1

ВИВЧЕННЯ РОБОТИ ГАЗОРОЗРЯДНОГО ЛІЧИЛЬНИКА

Газорозрядні лічильники

Газонаповнені детектори (лічильники) завдяки чутливості до випромінювання різних видів, відносній простоті і дешевизні знайшли широке застосування при реєстрації іонізуючого випромінювання. У найпростішому випадку такий лічильник – це наповнена газом оболонка, в об'єм якої введено два електроди. Як газове наповнення в лічильниках використовують благородні гази – аргон, неон, рідше азот і водень з різними домішками – під тиском 6÷25 кПа.

Геометрична форма детектора визначається цілями застосування та умовами роботи. Найчастіше використовують лічильники циліндричної та торцевої модифікацій. Циліндричний лічильник складається з металевої або металізованої зі середини скляної трубки (катода) і тонкої металевої нитки (анода), натягнутої по її осі. Торцевий лічильник має вхідне вікно в торці корпуса. Такі лічильники використовують для реєстрації частинок з коротким пробігом (наприклад, β-частинок), тому їхні вікна виготовляють з тонкої плівки. Крім цього, можуть використовуватись лічильники інших геометричних форм.

Реєстрація γ-квантів здійснюється через швидкі електрони, які утворюються під час поглинання або розсіяння γ-квантів здебільшого в стінках лічильника. Ефективність реєстрації лічильником γ-квантів залежить від матеріалу катода лічильника та енергії кванта і становить біля одного відсотка.

Схема увімкнення *лічильника Гейгера-Мюллера* зображена на рис.1.1. Між анодом A і катодом K, розміщеними всередині скляної трубки C, створюється постійне електричне поле.

Величину поля між анодом і катодом вибирають так, щоб електрон, який утворився в лічильнику під дією іонізуючого випромінювання, на шляху до анода отримав енергію, достатню для іонізації газу ударом. Отримані таким чином нові електрони розганяються полем і це спричиняє нову іонізацію газу. Виникає електронна лавина. Якщо між анодом і катодом достатня величина різниці потенціалів, то це приводить до спалаху самостійного розряду. Потенціал на аноді різко спадає, а потім відновлюється завдяки стокові електронів через опір R. На опорі R виникає короткочасний імпульс напруги, амплітуда якого не залежить від початкової іонізації. Кількість зареєстрованих у реєстраційному приладі (РП) імпульсів дає змогу визначити кількість частинок, які потрапили в трубку лічильника.

Робоча напруга, яка подається на електроди лічильника, залежить від тиску газу, і для різних режимів роботи лічильника може змінюватися в широких межах. Іонізуюча частинка, потрапляючи в робочий об'єм лічильника, спричиняє іонізацію газу, завдяки якій виникає струм у колі лічильника. Імпульс

напруги, що виникає на опорі *R*, підсилюється і подається на аналізуючу і лічильну схеми.

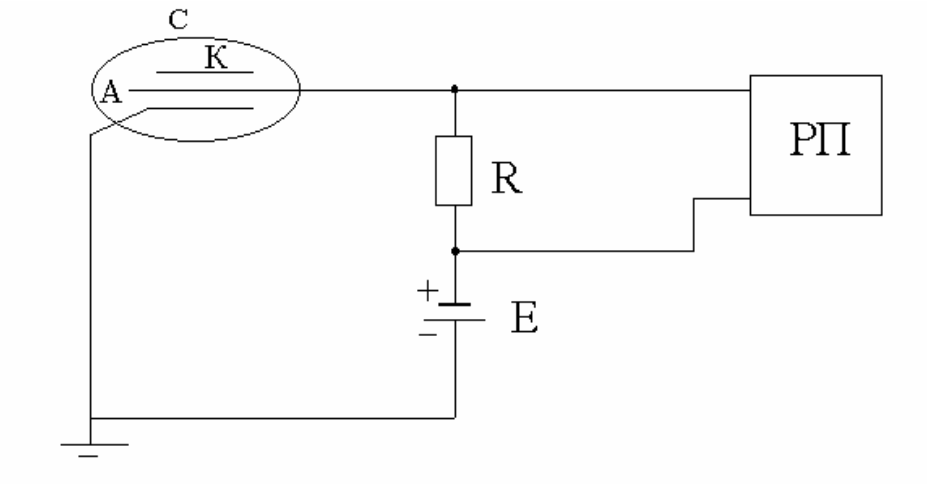


Рис.1.1. Схема увімкнення лічильника

Характер процесів, які протікають в газовому об'ємі, залежить від багатьох причин. Електрони та іони, що виникають під впливом іонізуючого випромінювання, починають рухатися вздовж напряму електричного поля: електрони до анода, а позитивно заряджені іони до катода. Вони можуть зазнавати неодноразових зіткнень, пружних і непружних, з молекулами газу. Середня швидкість направленого руху пропорційна до напруженості електричного поля *E* і обернено пропорційна до тиску газу. Струм, який виникає при цьому, зумовлений здебільшого електронами, оскільки їхня рухливість на три порядки вища, ніж у важких іонів.

Залежність амплітуди імпульсу напруги ΔU на виході газонаповненого лічильника від різниці потенціалів *U* на його електродах зображена на рис. 1.2. Криві 1 і 2 відповідають випадкам різної початкової іонізації, тобто частинкам з різними енергіями. Кожну криву можна розділити на характерні ділянки.

На ділянці I завдяки порівняно низькій напруженості поля істотну роль відіграє рекомбінація іонів у газовому об'ємі. Якщо збільшити напруженість поля, то швидкість іонів зростає, що приводить до зменшення ймовірності рекомбінацій. На цій ділянці струм пропорційний до напруги, тому її ще називають *областю закону Ома.*

На ділянці II (від напруги U_1 до U_2) іонізаційний струм практично незмінний, оскільки майже всі заряди, що виникають в лічильнику, досягають електродів. Цю ділянку кривої називають *областю насичення*. У цьому діапазоні напруг працюють іонізаційні камери.

При подальшому збільшенні напруги електрони, утворені в результаті первинної іонізації, прискорюються полем настільки, що набувають здатності, зіткнувшись з нейтральними атомами газу, іонізувати їх, тобто створювати вторинні електрони.

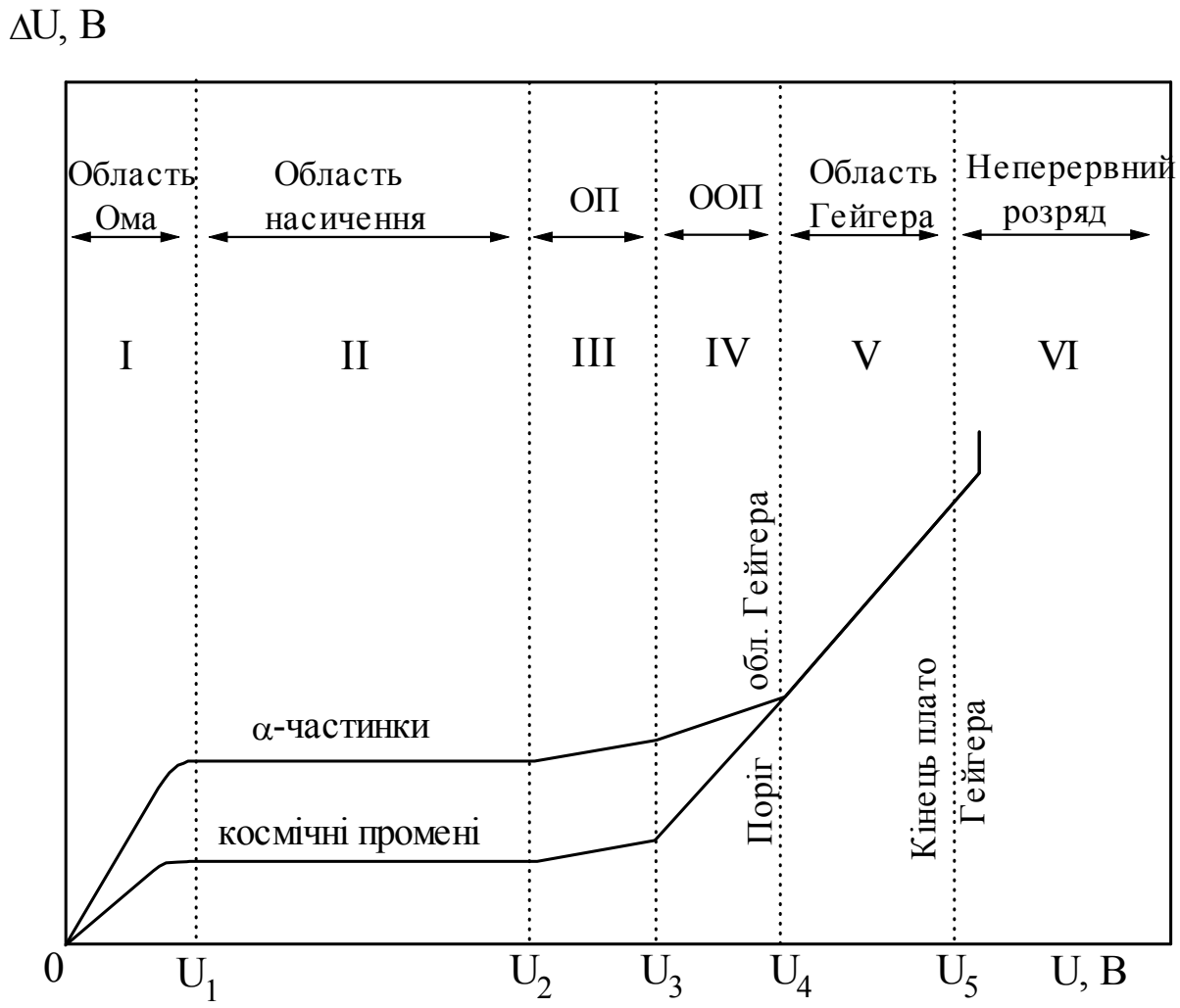


Рис. 1.2. Залежність величини імпульсу *ΔU* від напруги *U* на електродах лічильника при сталій інтенсивності іонізуючого випромінювання в газі

Напруженість електричного поля на віддалі *r* від анода в лічильнику змінюється за законом:

$$E = \frac{U}{r \ln(r_к / r_н)}, \tag{1.1}$$

де $r_к$, $r_н$ – радіуси катода і нитки, відповідно. У безпосередній близькості до анода напруженість поля зростає до такої величини, що електрони, які потрапили в цю область, під час пробігу між двома зіткненнями отримують кінетичну енергію, достатню для іонізації атомів газу. Тому електрони вторинної іонізації, разом з електронами первинної, у наступних зіткненнях іонізують інші атоми. Спостерігається лавиноподібне помноження зарядів. Кількість пар іонів *m* у лавині довжиною *l*, спричиненій одним електроном, визначається співвідношенням:

$$m = exp\ \{ \int_0^r \alpha(r)\, dr \}, \qquad (1.2)$$

де $\alpha(r)$ – коефіцієнт ударної іонізації, що дорівнює кількості пар іонів, утворених одним електроном на одиниці шляху. Величина m однакова для всіх первинних електронів, оскільки область утворення лавин у безпосередній близькості від анода займає дуже малу частину об'єму лічильника ($l \approx 10^{-2}$ см), і відповідно, майже вся первинна іонізація відбувається поза цією областю. Отже, спостерігається істотне збільшення початкової кількості електронів, утворених іонізуючим випромінюванням.

Після потрапляння лавини електронів на анод газовий розряд не закінчується. Нейтральні молекули газу, збуджені під час зіткнення з електронами, випромінюють фотони. Крім того, фотони випромінюються при нейтралізації додатних іонів на катоді. Частина випромінених в обох випадках фотонів матиме енергію, достатню для виривання з катоду фотоелектронів, які починають рухатися до анода. Так виникає друга, потім третя тощо лавини (після розряду). Часова затримка після розрядів, спричинених фотонами, які випромінюються збудженими молекулами, визначається часом проходження фотоелектроном проміжку катод-анод ($t \approx 10^{-6}$ с), а під час бомбардування додатними іонами – часом руху іонів від анода до катода ($t \approx 10^{-4}$ с).

Якщо N_0 – кількість пар іон-електрон, утворених у газі іонізуючою частинкою, а ξ – ймовірність вибивання фотоелектрона з катода для однієї такої пари, то кількість електронів у всіх лавинах N можна оцінити як:

$$N = N_0 \frac{m_1}{1 - \xi m_1} \qquad (1.3)$$

де m_1 – кількість іонних пар у первинній лавині. Тоді коефіцієнт газового підсилення A запишеться як:

$$A = N/N_0 = m_1 /(1 - \xi m_1). \qquad (1.4)$$

Якщо густина іонної хмари, яка виникає в лавинах, суттєво не змінює величини напруженості електричного поля в лічильнику, то значення величин m_1 і ξ, а отже, і коефіцієнта газового підсилення A, не будуть залежати від первинної іонізації. Область напруг $U_2<U<U_3$, де виконується ця умова, називається *областю пропорційного підсилення* (ОП). У цій області працюють *пропорційні лічильники*. Основною їхньою перевагою є можливість вимірювання енергії іонізуючих частинок, оскільки для певного значення U величина імпульсу напруги ΔU пропорційна до первинної іонізації, а отже, і до енергії частинки. З підвищенням напруги U коефіцієнт газового підсилення в області пропорційності змінюється за нелінійним законом від 1 до 10^4. Зв'язок між

амплітудою імпульсу ΔU і коефіцієнтом газового підсилення A в області пропорційності записується як:

$$\Delta U = \frac{e}{C} N_0 A, \tag{1.5}$$

де e – заряд електрона, C – ємність лічильника.

В області напруг $U > U_3$ густина іонної хмари в лавині стає значною. Електрони первинних лавин досягають анода за $t \approx 10^{-6}$ c. Додатні іони, завдяки своїй меншій рухливості, мало зміщуються і створюють навколо нитки анода додатний об'ємний заряд. Внаслідок екранування анода цим зарядом напруженість поля в проміжку між зарядом і анодом різко падає, і, відповідно, зменшується величина коефіцієнта газового підсилення A. Тепер його значення залежить від первинної іонізації – що вона більша, то менша величина коефіцієнта газового підсилення. Область напруг $U_3<U<U_4$ називається *областю обмеженої пропорційності* (ООП).

У загальному випадку кількість всіх іонних пар, які утворилися у всіх j лавинах під впливом первинної іонізації, дорівнюватиме

$$N = \sum_{j=1}^{\infty} N_0 \xi^{j-1} m_1^j, \tag{1.6}$$

тобто визначатиметься рядом геометричної прогресії зі знаменником ξm_1. Якщо $\xi m_1 > 1$, то сума ряду буде нескінченною, що свідчить про виникнення в газі негаснучого розряду. Якщо робочі напруги невеликі ($U<U_3$), то $\xi m_1<1$. У цьому випадку в кожній наступній лавині кількість пар іон-електрон зменшується, і газовий розряд з часом загасає. Якщо $U>U_4$, величина $\xi m_1>1$ і розряд стає негаснучим.

Область напруг $U_4<U<U_5$ називають *областю Гейгера-Мюллера*. Газовий розряд тут хоч і негаснучий, але залишається вимушеним, тобто самовільного пробою газу не виникає. У цій області значну роль відіграє іонізація атомів газу жорстким ультрафіолетовим випромінюванням ($\lambda \approx 100$ нм), яке виникає під час ударного збудження в лавині. Цей процес приводить до швидкого утворення електронно-іонних лавин поблизу анода вздовж усієї його довжини. Крім того, кількість створених таким чином лавин є настільки великою, що розвиток розряду майже не залежить від величини первинної іонізації. Газовий розряд охоплює весь об'єм поблизу анода лічильника при появі в газі як однієї, так і тисяч пар іон-електрон. Коефіцієнт газового підсилення досягає 10^{10}, а амплітуда імпульсу $\Delta U = 1 \div 10$ В.

Для нормальної роботи лічильника в режимі Гейгера-Мюллера потрібно погасити газовий розряд відразу ж після першого основного розряду. Тоді появі зарядженої частинки в газі відповідатиме один імпульс напруги.

Гасіння розряду в лічильнику здійснюється спеціальними методами. У повільно діючих несамогасних лічильниках газовий розряд гаситься вибором їхньої сталої часу $\tau = RC$ так, щоб вона на два порядки перевищувала час руху додатних іонів від анода до катода. Після початку газового розряду напруга на опорі R падає на таку значну величину, що напруга на аноді стає меншою від порогової $U_П$ ($U_П$ – напруга на аноді, при якій газовий розряд охоплює всю область вздовж нитки). Така напруга підтримується на аноді приблизно 10^{-2} с. Додатні іони приходять до катода через $t \approx 10^{-4}$ с, а потім у газі з'являються фотоелектрони. Оскільки $U < U_П$, розряд у газі гасне за 10^{-2} с, і лічильник знову може реєструвати наступну частинку. Враховуючи те, що час розділення несамогасних лічильників є приблизно $10^{-3} \div 10^{-2}$ с, реєструвати з їхньою допомогою можна лише незначні потоки іонізуючих частинок.

У швидкодіючих самогасних лічильниках розряд гаситься всередині самого лічильника. Для цього до нейтрального газу (аргону, неону, гелію тощо) додають домішку-гасник у вигляді органічних багатоатомних молекул (метан, етилен, метилен, пара спирту) або молекул галогенів (Cl_2, Br_2, I_2). Молекули газів домішок мають нижчі потенціали іонізації в порівнянні з основним наповнювачем нейтральним газом. Під час зіткнення з молекулами домішки іони нейтрального газу забирають у них електрони і нейтралізуються. Утворені іони гасників уже не в стані вибити електрони з катода лічильника. Крім того, молекули домішок сильно поглинають ультрафіолетове випромінювання, не випускаючи при цьому фотоелектронів, а дисоціюють на нейтральні радикали (органічні молекули) або атоми (галогени). За один газовий розряд у лічильнику дисоціює приблизно 10^{10} молекул. Оскільки дисоціація органічних молекул не має зворотного характеру, а їхня кількість в лічильнику обмежена ($\approx 10^{20}$), то час служби такого лічильника обмежений. Галогенні лічильники позбавлені цього недоліку, оскільки атоми галогену знову об'єднуються в молекули. Ще однією перевагою таких лічильників є низька робоча напруга ($U \approx 300$ В).

Лічильна характеристика лічильника Гейгера-Мюллера – це залежність *швидкості лічби n*, тобто кількості зареєстрованих за одиницю часу іонізуючих частинок, від прикладеної напруги при сталій інтенсивності іонізуючого випромінювання (рис.1.3).

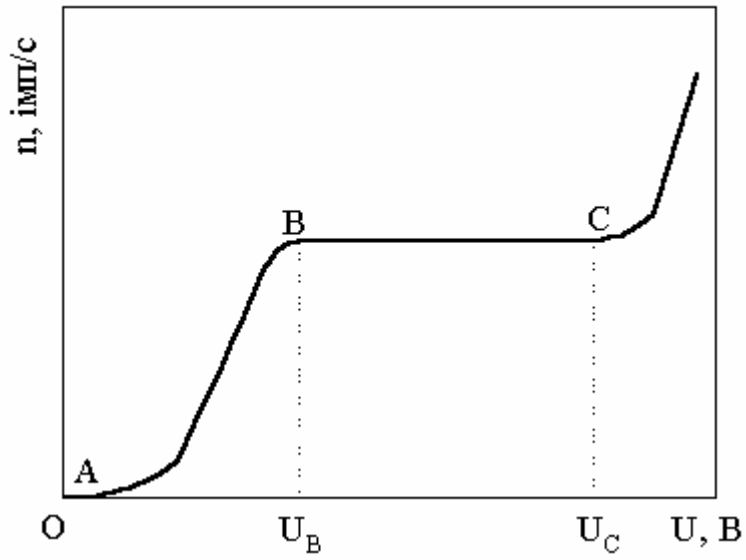


Рис.1.3. Лічильна характеристика лічильника Гейгера-Мюллера

Якщо значення напруг лежать нижче від області Гейгера ($U<U_П$), то імпульси мають різну амплітуду. Реєстраційна схема має певний поріг чутливості і реєструє лише ті з них, амплітуда яких більша за порогову. Зі зростанням напруги на лічильнику збільшується кількість імпульсів, амплітуда яких достатня для реєстрації (ділянка *AB*). Залежно від прикладеної напруги, лічильник буде працювати або в області пропорційності, або обмеженої пропорційності. В області Гейгера-Мюллера ($U_4<U<U_5$ на рис.1.2) кожна іонізуюча частинка спричиняє імпульс з амплітудою, достатньою для реєстрації (ділянка *BC*). На цій ділянці лічильної характеристики в ідеальному лічильнику швидкість лічби не повинна залежати від напруги і від кількості пар іон-електрон, які утворюються в лічильнику при потраплянні частинки. Насправді зі зростанням напруги спостерігається збільшення швидкості лічби. Це пояснюється тим, що із підвищенням напруги збільшується кількість подвійних імпульсів. Реєстраційна схема з великою роздільною здатністю реєструє кожен компонент такого імпульсу як окремий імпульс. Область напруг, за яких швидкість лічби залишається майже незмінною є робочою областю лічильника і називається *плато* лічильника. У хороших лічильниках плато має протяжність 100÷200 В, а збільшення швидкості лічби при напрузі U_C у порівнянні з U_B становить лише декілька відсотків. У самогасних лічильниках з дисоціацією молекул гасника лічильна характеристика погіршується – зменшується протяжність плато і зростає його нахил. Крім цього, в результаті змін у складі газу і підвищення тиску внаслідок розпаду молекул з часом плато лічильника зсувається в бік вищих напруг. Робочу напругу лічильника вибирають такою, щоб вона відповідала середині плато.

Ефективністю лічильника називається відношення кількості зареєстрованих лічильником іонізуючих частинок до повної кількості частинок, які проходять через його переріз. Лічильники Гейгера-Мюллера не володіють 100 % ефективністю. Це зумовлено тим, що частинка, яка проходить через

лічильник, може й не створити пари іон-електрон. Ефективність лічильника під час реєстрації електронів може досягати 99,9%.

Якщо напруги вищі від U_C (U_5 на рис.1.2), то у лічильнику розвивається негаснучий розряд.

Зняття лічильної характеристики самогасного лічильника

У цій частині роботи потрібно зняти лічильну характеристику у двох режимах:

- коли зареєстрована швидкість лічби зумовлена лише дією фону;
- коли зареєстрована швидкість лічби зумовлена сумарною дією фону і випромінювання ізотопа.

Фоном називають покази приладу, якщо відсутні досліджувані джерела випромінювання. Фон лічильників зумовлений космічними променями, самовільними імпульсами від емісії термоелектронів катодом, а також радіоактивним забрудненням робочого приміщення.

Порядок виконання роботи

1. Увімкнути блок живлення лічильника і перерахунковий пристрій.
2. Зняти лічильну характеристику лічильника при реєстрації фону. Для цього подати на лічильник напругу 500 В і записати кількість імпульсів, зареєстрованих лічильником протягом 30 с. Потім, підвищуючи напругу через 50 В, проводити вимірювання до такої напруги, коли починає різко зростати швидкість лічби. Тоді необхідно без затримок понизити напругу, оскільки в лічильнику може розвинутися негаснучий розряд, що призведе до скорочення терміну служби лічильника або до виходу його з ладу.
3. Побудувати лічильну характеристику лічильника, відкладаючи по осі ординат швидкість лічби n, а по осі абсцис – напругу на лічильнику.
4. Помістити в установку радіоактивний препарат і провести вимірювання як у п.2.
5. Побудувати лічильну характеристику газорозрядного лічильника під навантаженням.

Примітка. При кожній напрузі проводять серію з 5 вимірювань і знаходять середні значення швидкості лічби.

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА 2

ВИВЧЕННЯ РОБОТИ СЦИНТИЛЯЦІЙНОГО ЛІЧИЛЬНИКА ГАММА-ВИПРОМІНЮВАННЯ

Сцинтиляційний метод давно увійшов в арсенал засобів, які використовуються для вирішення багатьох завдань, пов'язаних з дослідженням і використанням іонізуючого випромінювання. Сцинтиляційні детектори знайшли широке застосування як в дозиметрії та радіометрії ядерних випромінювань, так і у спектрометрії, у тому числі спектрометрії альфа-, бета- і гамма-випромінювання. Це зумовлено такими перевагами сцинтиляційних детекторів, як висока ефективність реєстрації багатьох видів випромінювання, висока часова роздільна здатність. Основною ж особливістю багатьох твердих та рідких органічних і неорганічних сцинтиляторів, яка дозволяє використовувати їх у різноманітних спектрометричних приладах, є пропорційність між енергією, яку втратили в них частинки, та інтенсивністю сцинтиляцій для широкого енергетичного діапазону. Саме ця властивість і дає змогу вимірювати енергію досліджуваних іонізуючих частинок та квантів. Позитивним є і те, що апаратура для сцинтиляційних вимірювань (як детектори, так і електронна частина) добре відпрацьована, відносно проста за конструкцією та надійна в експлуатації.

Атомне ядро – це складна квантова система, яка може перебувати в різних енергетичних станах. Найнижчий енергетичний стан називається основним. Усі інші стани – збудженими. Як уже відзначалося у вступі, спектр енергетичних станів ядра – дискретний, тобто його енергія може набувати тільки визначених (дискретних) значень. В збудженому стані ядро нестійке і завжди прагне перейти на нижчий за енергією стан. При цьому відбувається процес випромінювання ядром γ-кванта (або конверсійного електрона), енергія якого дорівнює різниці енергій відповідних станів E_2 і E_1:

$$E_\gamma = E_2 - E_1, \tag{2.1}$$

де $E_\gamma = h\nu$, h – стала Планка, ν – частота випромінювання.

Оскільки ядра мають велику кількість рівнів і випромінювання γ-квантів відбувається строго визначеним чином відповідно до правил відбору, то визначення енергії переходу ядра на нижчий енергетичний стан зводиться до визначення енергії γ-кванта (або конверсійного електрона) за визначеною для заданого елемента схемою енергетичних рівнів.

Експериментально енергія γ-квантів визначається за вторинним випромінюванням, яке виникає при взаємодії γ-кванта з речовиною. При проходженні γ-випромінювань через речовину внаслідок взаємодії γ-квантів з атомами відбувається послаблення інтенсивності пучка.

В діапазоні енергій випромінювання радіоактивних препаратів (0,05 ÷ 3 МеВ) основними є такі три процеси взаємодії фотонів з речовиною: комптонівське розсіювання, фотоефект і утворення електронно-позитронних пар.

В ефекті Комптона замість падаючого фотона з енергією E_γ виникає розсіяний фотон з меншою енергією $E_{\gamma'}<E_\gamma$, а електрон, на якому відбулось розсіяння, набуває додаткової енергії $E_e= E_\gamma - E_{\gamma'}$ (рис.2.1).

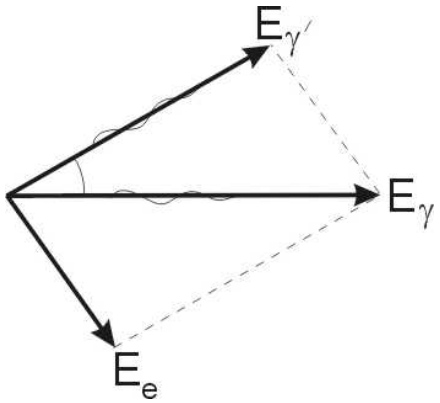


Рис. 2.1. Схематичне зображення процесу комптонівського розсіювання

При фотоефекті енергія фотона цілковито поглинається атомом і при цьому вивільнюється один з електронів *i*-тої оболонки з енергією E_e:

$$E_e = E_\gamma - I_i\,,\ i= K, L, M\ldots, \tag{2.2}$$

де I_i – потенціал іонізації *i*-тої оболонки атома.

Процес утворення електронно-позитронної пари малоймовірний, оскільки для цього необхідна дуже висока енергія γ-квантів.

Імовірність кожного з вище розглянутих ефектів залежить від енергії γ-квантів. Це дозволяє аналізувати енергетичний стан ядер в атомах і елементний склад γ-радіоактивних речовин за енергетичним спектром вторинних електронів.

Таким чином, при проходженні через речовину γ-кванта його енергія витрачається на іонізацію атомів і їхнє збудження. При поверненні атомів в основний стан виділяється енергія, яка перетворюється в тепло, а також частково випромінюється у вигляді фотонів видимого світла. За певних умов ці фотони можуть виходити поза межі сцинтилятора, в якому вони утворились. Спалахи світла, які при цьому виникають, називаються *сцинтиляціями*.

Для перетворення сцинтиляцій в електричні імпульси використовується фотоелектронний помножувач (ФЕП), основними елементами якого є фотокатод і прискорюючі електроди.

Типовий *сцинтиляційний лічильник* (рис. 2.2) складається зі сцинтилятора і фотоелектронного помножувача. Часто в блоці сцинтиляційного детектора розміщують і попередній підсилювач сигналів.

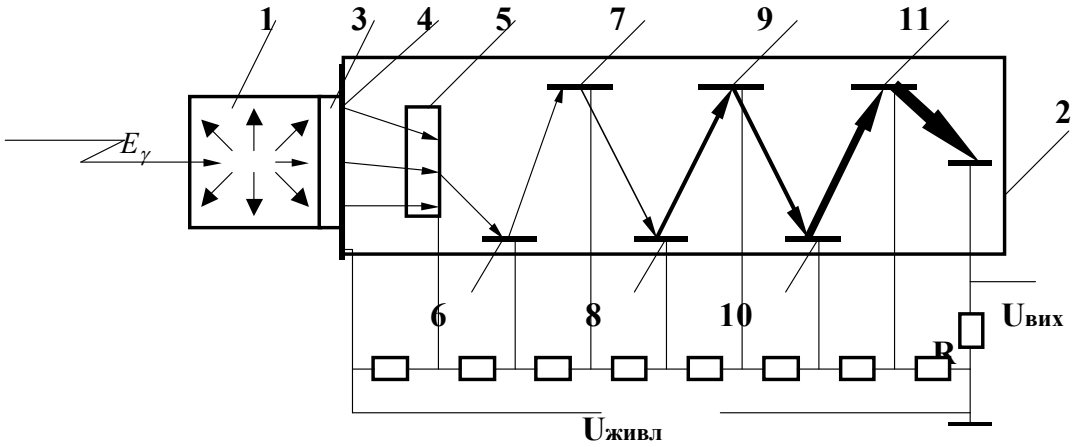


Рис. 2.2. Схема сцинтиляційного лічильника

Процеси, які відбуваються в сцинтиляційному детекторі під час потрапляння в його об’єм іонізуючого випромінювання, умовно можна поділити на такі стадії:

1) поглинання енергії випромінювання у сцинтиляторі;
2) збудження речовини сцинтилятора та емісія фотонів;
3) проходження фотонів від місця їхнього виникнення до фотокатода;
4) поглинання фотонів фотокатодом і випромінювання ним фотоелектронів;
5) електронне помноження;
6) збирання електронів на аноді ФЕП і формування електронного імпульсу.

Внаслідок взаємодії зарядженої частинки або гамма-кванта з речовиною сцинтилятора 1 виникають короткочасні спалахи-сцинтиляції 2, зумовлені явищем збудження молекул останнього. Частина світлових фотонів, які виникають при цьому, через світловод 3 потрапляє на фотокатод 4 ФЕП і вибиває з нього електрони. Останні фокусуюча електронна лінза 5 направляє на емітери-диноди 6-11, напруга на кожному з яких на однакову величину перевищує напругу на попереднику. Диноди ФЕП мають коефіцієнт вторинної емісії більший від 1, що забезпечує лавиноподібне помноження електронів від динода до динода і появу на аноді 12 електронного імпульсу, достатнього для реєстрації його після відповідного попереднього підсилення радіотехнічною схемою спектрометра.

Прилади й устаткування

Установка складається зі сцинтиляційного лічильника (СЛ) і вимірювального пристрою (ВП), з’єднаних між собою кабелем.

Загальний вигляд установки наведено на рис. 2.3.

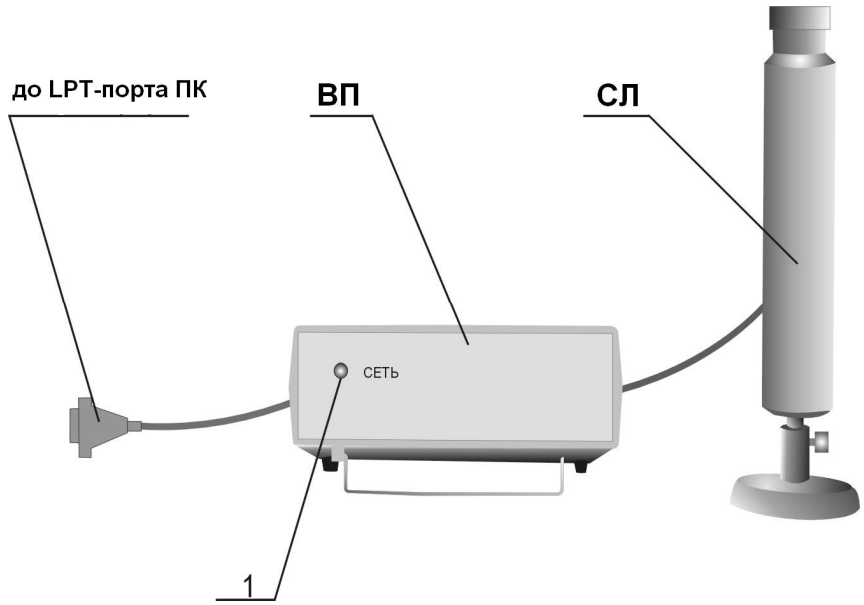


Рис. 2.3. Загальний вигляд установки

Сцинтиляційний лічильник конструктивно виконаний у вигляді циліндра, встановленого за допомогою стійки на штативі. У ньому розміщені: кристал сцинтилятора, фотоелектронний помножувач з ланцюгами живлення і пристрій спряження. На верхній торець циліндра встановлений тримач для джерела γ-випромінювання, а з нижньої частини корпуса виведений кабель з двома роз'ємами для підключення сцинтиляційного лічильника до вимірювального пристрою (один – для підключення до високовольтного джерела живлення фотоелектронного помножувача, другий – для передачі вихідного сигналу з сцинтиляційного лічильника до вимірювального пристрою і напруги живлення для пристрою спряження сцинтиляційного лічильника).

Гамма-випромінювання (фонове чи зумовлене джерелом), діючи на сцинтилятор, викликає виникнення у ньому світлових спалахів з інтенсивністю, пропорційною до енергії γ-квантів. Відповідний сигнал реєструється ФЕП. В результаті, на виході сцинтиляційного лічильника утворюються імпульси напруги, амплітуда яких пропорційна до енергії γ- квантів, які провзаємодіяли зі сцинтилятором. Ці імпульси надходять на вхід вимірювального пристрою для подальшої обробки.

Вимірювальний пристрій складається із пристрою спряження, високовольтного перетворювача, цифрового вольтметра і джерела живлення.

Пристрій спряження призначений для обробки імпульсів, які надходять з об'єкта дослідження (додаткове підсилення і перетворення значення амплітуди в цифрову форму), передачі отриманої інформації в комп'ютер і організації зв'язку з останнім.

На передній панелі вимірювального пристрою розміщений індикатор «СЕТЬ» (рис. 2.3 (1)) – призначений для індикації увімкнення напруги живлення установки.

На задній панелі вимірювального пристрою розташований вимикач «СЕТЬ», клема заземлення, тримачі запобіжників (закриті запобіжною скобою), мережевий шнур з вилкою, роз'єми для підключення об'єкта дослідження і кабель з роз'ємом для підключення вимірювального пристрою до персонального комп'ютера.

Принцип дії установки: γ-кванти випромінювання, потрапляючи на сцинтилятор, викликають спалахи світла (сцинтиляції), які за допомогою ФЕП перетворюються в електричні імпульси, що у свою чергу аналізуються аналого-цифровим перетворювачем (АЦП), та у двійковому коді передаються на комп'ютер як відносна величина амплітуди імпульсу, де вони реєструються та аналізуються за амплітудою та їхньою кількістю.

В процесі виконання лабораторної роботи отримують та досліджують енергетичний спектр γ-випромінювання (фон або випромінювання джерела з врахуванням фону). Для цього визначають кількість імпульсів в кожному каналі дискретизації з наступним аналізом отриманих результатів (одержанням гістограми, що демонструє залежність кількості вихідних імпульсів лічильника від їхньої відносної амплітуди).

Порядок виконання роботи

1. Увімкнути установку вимикачем «СЕТЬ» на задній панелі вимірювального пристрою та комп'ютер.
2. Дати нагрітися апаратурі протягом 5 хвилин.
3. Запустити програму fpk13_1.exe на комп'ютері.
4. Встановити тримач зразка з джерелом (якщо він застосовується) на сцинтиляційний лічильник.
5. Натисканням клавіші «Enter» (Ввід) започаткувати режим вимірювання і індикації зареєстрованих частинок. Вимірювання можна проводити до моменту переповнення будь-якого з 255 каналів пристрою і відповідної автоматичної зупинки або за фіксований проміжок часу з зупинкою вручну.
6. За допомогою маркера, який керує клавішами «←»,«→», використовуючи дані на відображеній в нижній частині дисплея таблиці з вимірювальними величинами (час вимірювання, енергетичний рівень, кількість імпульсів), провести аналіз спектру фону (джерела).
7. Натиском клавіші F10 закінчити роботу з програмою.
8. Виключити комп'ютер, після чого відключити живлення установки вимикачем «СЕТЬ», зняти зі сцинтиляційного лічильника тримач зразка з джерелом (якщо він встановлений) і здати його на зберігання.

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА 3

ВЗАЄМОДІЯ γ-ВИПРОМІНЮВАННЯ З РЕЧОВИНОЮ

У загальному випадку під час проходження через речовину γ-випромінювання, як і будь-яке інше випромінювання, поглинається та розсіюється. Зменшення числа γ-квантів dN у пучку при проходженні шару поглинача товщиною dx становитиме

$$\mathrm{d}N = -\mu N \mathrm{d}x\,. \tag{3.1}$$

Коефіцієнт пропорційності μ називається *повним лінійним коефіцієнтом послаблення (поглинання)*, його визначають як відносне ослаблення пучка γ-квантів під час проходження одиниці довжини в шарі поглинача. Очевидно, що з глибиною кількість γ-квантів зменшуватиметься за законом

$$N = N_0 e^{-\mu x}\,. \tag{3.2}$$

Така залежність спостерігатиметься лише для вузьких та монохроматичних пучків, оскільки для різних ділянок енергетичного спектра γ-квантів переважають різні процеси взаємодії, серед яких основними є фотоефект, ефект Комптона та ефект утворення пар електрон-позитрон. Оскільки всі три згадані процеси є незалежними, тобто механізми взаємодії, характерні для одного з них не впливають на інші, то можемо записати:

$$\mu = \tau + \sigma + \kappa, \tag{3.3}$$

де τ – коефіцієнт поглинання, що відповідає фотоефектові; σ – коефіцієнт розсіяння, що відповідає ефектові Комптона; κ – коефіцієнт поглинання, що відповідає ефектові утворення пар.

Фотоефект

Якщо енергія γ-кванта дорівнює або дещо більша, ніж енергія зв’язку електрона оболонки атома, то можливе його поглинання, яке супроводжується фотоефектом (зовнішнім або внутрішнім). При цьому енергія γ-кванта цілковито поглинається, а атом, як правило, іонізується. Найімовірнішою є взаємодія γ-квантів з внутрішніми електронними (K- та L-) оболонками атома, для яких енергія іонізації співмірна з нижньою межею енергетичного спектра γ-квантів. Оскільки фотоефект відбувається на внутрішніх оболонках атома, то місце вибитого електрона заповнюється електроном з вищих оболонок з випромінюванням характеристичних Х-променів або Оже-електронів.

Очевидно, що в області малих енергій γ-квантів залежність $\tau(E)$ має смугову структуру, де кожен з піків відповідає конкретному електронному переходові, а в області вищих енергій ця залежність є монотонно спадною і добре описується формулою Йонсона:

$$\tau = J\frac{N_A}{A}Z^{n+1}E_\gamma^{-n} \tag{3.4}$$

де Z – ефективний атомний номер речовини поглинача (заряд ядра); E_γ – енергія γ-квантів; J – коефіцієнт пропорційності; n = 2,3÷3,0 для різних речовин.

Як видно з формули (3.4), фотоефекту притаманна сильна позитивна залежність коефіцієнта τ від заряду ядра, зумовлена збільшенням густини електронних станів, а отже й електронних переходів, які можуть відповідати за фотоелектронне поглинання.

Ефект Комптона

При взаємодії γ-кванта з вільним електроном відбувається його розсіяння на кут Θ від початкового напряму поширення та часткова втрата енергії, яка передається електронові. Встановлено, що втрата енергії γ-квантом при такому розсіянні не залежить від його початкової енергії і визначається кутом розсіяння Θ. Енергія розсіяного γ-кванта E_γ' обчислюється за формулою Комптона:

$$E_\gamma^{'} = \frac{E_\gamma}{1+\dfrac{E_\gamma}{m_0c^2(1-\cos\Theta)}}. \tag{3.5}$$

Інтегральна величина коефіцієнта розсіяння σ у розрахунку на один електрон у найзагальнішому випадку визначається формулою Кляйна-Нішини:

$$\sigma = \frac{1}{2}r_0^2\left(\frac{E_{\gamma 1}}{E_{\gamma 2}}\right)\left(\frac{E_{\gamma 1}}{E_{\gamma 2}}+\frac{E_{\gamma 2}}{E_{\gamma 1}}-\sin\Theta\right), \tag{3.6}$$

де r_0 – класичний радіус електрона; $E_{\gamma 1}$, $E_{\gamma 2}$ – енергії падаючого та розсіяного γ-квантів відповідно.

Співвідношення (3.6.) спрощується для певних умов взаємодії γ-квантів з центром розсіяння. Якщо $E_\gamma \approx m_ec^2$, то цей вираз набуде вигляду

$$\sigma = 4\pi\frac{m_ec^2}{E_\gamma(1-\cos\Theta)}Z. \tag{3.7}$$

З огляду на складність вимірювання величини кута розсіяння у випадку інтегральних експериментів, це співвідношення може бути перетворене до вигляду, в якому величина Θ відсутня:

$$\sigma = \frac{\pi N Z e^4}{m_0^2 c^4}\left[\frac{1+a}{a^2}\left(\frac{2(1+a)}{1+2a} - \frac{\ln(1+2a)}{a}\right) + \frac{1}{2a}\ln(1+2a) - \frac{1-3a}{(1+2a)^2}\right]; \quad (3.8а)$$

$$a = \frac{E_\gamma}{m_0 c^2}. \quad (3.8б)$$

Як видно з формули (3.8а), спостерігається пряма залежність величини σ від заряду ядра та обернена від енергії γ-квантів, що вказує на переважання цього процесу в області малих та середніх (до 3 МеВ) енергій γ-квантів. Проте енергетичний діапазон, в якому істотними є ефекти розсіяння γ-квантів на електронах, ширший, ніж відповідний енергетичний діапазон для фотоефекту.

Ефект утворення пар

При поширенні в речовині γ-квантів, енергія яких перевищує подвійну величину енергії спокою електрона, спостерігається процес утворення пари елементарних частинок – електрона та позитрона. Іншою необхідною умовою цього процесу є наявність кулонівського поля іншої частинки, в якому цей процес відбувається. Енергія γ-кванта витрачається на створення пари електрон-позитрон, надання кінетичної енергії їм та частинці, в полі якої відбувся процес. Найімовірнішим є утворення пар у полі ядра атома. При цьому порогова енергія утворення пари становить $2m_e c^2$. Менш імовірним є процес у полі електрона, для якого порогова енергія становить $4m_e c^2$.

Залежність коефіцієнта поглинання κ, що відповідає ефектові утворення пар, для випадку $E_\gamma \le 137 m_0 c^2 Z^{-\frac{1}{3}}$ подається у вигляді

$$\kappa = \frac{Z^2}{137}\left(\frac{e^2}{m_0 c^2}\right)^2\left[\frac{28}{9}\ln\left(\frac{2E_\gamma}{m_0 c^2}\right) - \frac{218}{27}\right]. \quad (3.9а)$$

А для енергій γ-квантів, для яких виконується умова $E_\gamma \ge 137 m_0 c^2 Z^{-\frac{1}{3}}$ цей вираз має вигляд

$$\kappa = \frac{Z^2}{137}\left(\frac{e^2}{m_0 c^2}\right)^2\left[\frac{28}{9}\ln\left(183Z^{-\frac{1}{3}}\right) - \frac{2}{27}\right]. \qquad (3.9б)$$

У загальному залежність величини μ та її складових можна проілюструвати за допомогою графіка, зображеного на рис.3.1.

Важливим фактом, який добре ілюструє цей графік, є те, що для пучка моноенергетичних γ-квантів одночасно дають помітний внесок у його послаблення не більше двох зі згаданих процесів поглинання і розсіяння: для малих енергій γ-квантів (E_γ < 1МеВ) – це фотоефект та ефект Комптона, а для великих (E_γ>10МеВ) – лише процес утворення пар. Для проміжних значень енергії γ-квантів найбільший внесок дає процес комптонівського розсіяння на електронах речовини поглинача.

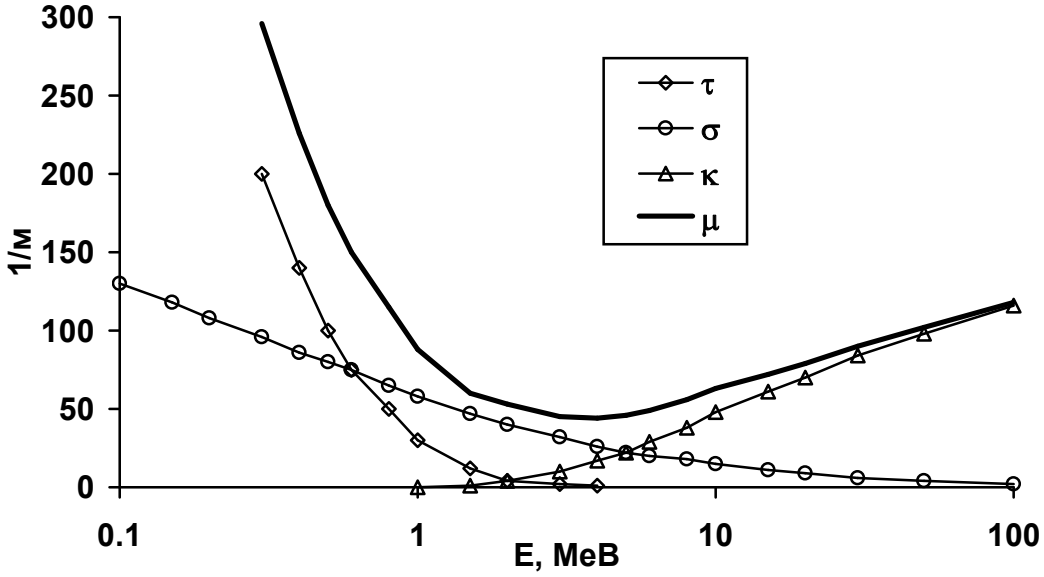


Рис.3.1. Енергетична залежність коефіцієнтів поглинання та розсіювання γ-квантів для свинцю

Визначення лінійного коефіцієнта послаблення проводиться на установці, в якій використано джерело іонізуючого випромінювання, що дає вузький і майже паралельний пучок γ-квантів. На шляху між джерелом та газорозрядним лічильником, який знаходиться в свинцевому будиночку з вузьким вхідним отвором, встановлюється різна (щораз більша) кількість однакових пластинок поглинача. Отримують залежність швидкості лічби від товщини поглинача, яка для монохроматичного γ-випромінювання в напівлогарифмічних координатах має вигляд прямої, тангенс кута нахилу котрої до осі абсцис дорівнює лінійному коефіцієнтові послаблення γ-променів μ.

Порядок виконання роботи

1. Підготувати установку до вимірювань. Увімкнути установку за допомогою вимикача «СЕТЬ», дати прогрітися 5 хв.
2. Натиснути кнопку «УСТАНОВКА»: на індикаторі повинен з'явитися напис «SET». Виставити бажаний час вимірювання кнопками «+» та «–». Повторним натисненням кнопки «УСТАНОВКА» вимкнути режим встановлення часу вимірювань.
3. Для проведення вимірювань натиснути кнопку «ПУСК» і дочекатися закінчення рахунку імпульсів. Для повторного вимірювання з метою «обнулення» попередніх результатів натиснути кнопку «СБРОС».
4. Визначити рівень фонового випромінювання ($n_ф$).
5. Встановити джерело випромінювання γ-квантів та визначити швидкість лічби γ-квантів без поглинача.
6. Встановлюючи пластинки поглинача різної товщини, знайти швидкості лічби γ-квантів (n_x) для ряду значень товщини.
7. Провести аналогічні вимірювання для інших матеріалів поглинача.
8. Побудувати графіки залежності $\ln(n_x - n_ф)$ від товщини x для різних поглиначів і за кутом нахилу прямих до осі абсцис визначити величини їхніх коефіцієнтів поглинання.

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА 4

ВИЗНАЧЕННЯ МЕРТВОГО ЧАСУ ГАЗОРОЗРЯДНОГО ЛІЧИЛЬНИКА

Реєструючи радіоактивне випромінювання, потрібно мати на увазі ту обставину, що процеси реєстрації частинки і повернення апаратури до вихідного стану займають певний час. Протягом деякого проміжку часу після спрацювання лічильника у результаті потрапляння іонізуючої частинки в момент часу t=0 він втрачає можливість реєструвати наступні частинки доти, поки напруженість поля не досягне в момент часу t_1 гейгерівського порогу $U_П$. Час абсолютної нечутливості лічильника називається його *мертвим часом*. Взагалі, роздільна здатність лічильників Гейгера-Мюллера визначається як мертвим часом, так і часом відновлення (рис.4.1). З моменту часу t_1 лічильник знову реєструє частинки, що потрапляють у його об'єм, однак потенціал анода ще не досягає свого початкового значення U_0. Напруга на лічильнику цілковито відновлюється тільки в момент t_2. Протягом часу $t_1 \div t_2$ лічильник здатний реєструвати наступну частинку, однак відповідний імпульс напруги (пунктирні криві на рис.4.1) буде за амплітудою меншим від імпульсу, що спостерігається при напрузі U_0, і в результаті, може не бути зафіксованим перерахунковим пристроєм. Період часу, необхідний для відновлення амплітуди імпульсу до її початкового значення після закінчення мертвого часу, називається *часом відновлення* τ_B.

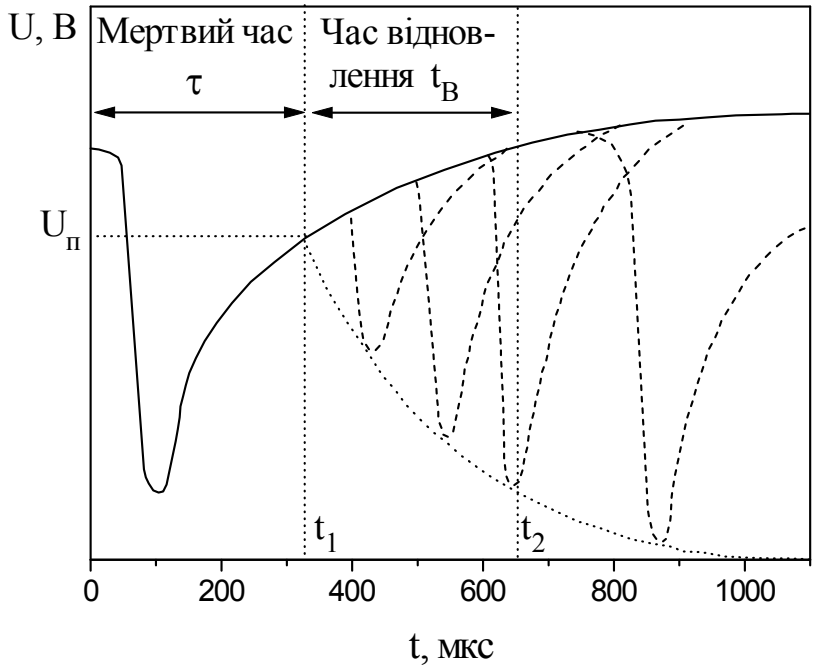


Рис.4.1. Мертвий час τ і час відновлення τ_B типового лічильника Гейгера-Мюллера. По осі ординат відкладено потенціал анода

Інтервал часу між збудженням розряду і поверненням потенціалу анода до робочої точки в момент часу t_2 і буде *часом розділення* лічильника. Мертвий час лічильника визначає мінімальний проміжок часу, яким мають бути розділені прольоти ядерних частинок через лічильник для того, щоб вони були зареєстровані окремо.

Слід враховувати, що крім трубки лічильника в установках для реєстрації іонізуючого випромінювання мертвим часом володіє також перерахунковий пристрій. Однак величина цього часу на порядок менша від τ самої трубки лічильника. Тому на практиці можна вважати, що роздільна здатність установки лімітується мертвим часом лічильника. Зменшення його величини досягають шляхом використання спеціальних гасників (див. лаб. роботу 1). Типовим для мертвого часу лічильника є значення 10^{-4} с.

Розглянемо детальніше фізичні процеси, які визначають мертвий час і, відповідно, час розділення самогасного лічильника Гейгера-Мюллера. Величина мертвого часу пов'язана з процесом відновлення електричного поля між ниткою анода і катодом після чергового спалаху розряду. Напруженість поля зростає поступово з віддаленням від нитки анода до катода екрануючого позитивного просторового заряду. Новий спалах самостійного розряду стає можливим тільки тоді, коли іони відходять на достатню відстань від нитки. Тому очевидно, що мертвий час лічильника визначається насамперед часом руху іонів до катода і у зв'язку із цим зменшується, якщо підвищується напруженість електричного поля і рухливість іонів. З цієї ж причини величина τ є пропорційною до відстані між анодом і катодом. Крім цього, мертвий час залежить від величини просторового заряду. Що більший заряд, то значнішою повинна бути відстань іонів від нитки для достатнього зменшення їхньої екрануючої дії. Тому зі зменшенням заряду мертвий час скорочується. Якщо іонізуючі частинки приходять рідко, то більшість з них потрапляє в лічильник тоді, коли електричне поле вже відновилось після попереднього розряду. Тому кожна нова частинка спричиняє появу великого просторового заряду та імпульсу з великою амплітудою.

Якщо ж лічильник працює в умовах, коли іонізуючі частинки потрапляють часто, то багато з них проникають в лічильник у період відновлення поля і створюють менше іонів. Просторовий заряд тоді зменшується, і відновлення поля після слабкого імпульсу займає менше часу. Тому при великому завантаженні лічильника його мертвий час зменшується, однак не настільки, щоб частка непорахованих частинок залишалася постійною або зменшувалась, якщо зростає швидкість лічби. Навпаки, похибки є особливо великими, якщо велике завантаження лічильника.

Кількість γ-квантів n', зареєстрована лічильником за одиницю часу і істинна швидкість лічби n, що враховує також кванти, які потрапляють в лічильник протягом його мертвого часу, пов'язані співвідношенням:

$$n = \frac{n'}{1 - n'\tau} \ . \qquad (4.1)$$

Мертвий час лічильника τ можна визначити експериментально методом кількох джерел. Суть методу – у порівнянні швидкостей лічби випромінювання окремих джерел із сумарною швидкістю лічби випромінювання тих самих джерел, відкритих одночасно. У цій роботі для визначення мертвого часу газорозрядного самогасного лічильника використовують два джерела іонізуючого випромінювання. Ці препарати поміщають у касету, яка дає змогу експонувати на лічильнику як випромінювання кожного препарата зокрема, так і сумарне випромінювання обох препаратів.

Нехай n_1 – швидкість лічби, зафіксована лічильником при відкритому першому препараті, n_2 – другому, $n_{1,2}$ – сумарна швидкість лічби частинок при відкритих обох препаратах. Швидкість лічби n_{0i} з урахуванням мертвого часу реєстраційної системи визначається виразом:

$$n_{0i} = \frac{n_i}{1 - \tau n_i} \ , \qquad (4.2)$$

де n_i – кількість зареєстрованих за одиницю часу частинок, які потрапили в лічильник від i-го джерела. Зважаючи те, що $n_{01,2} = n_{01} + n_{02}$, отримаємо:

$$\frac{n_{1,2}}{1 - \tau n_{1,2}} = \frac{n_1}{1 - \tau n_1} + \frac{n_2}{1 - \tau n_2} \ . \qquad (4.3)$$

Розв’язуючи це рівняння відносно τ і, опускаючи члени з τ^2 (адже мертвий час є малою величиною), отримаємо:

$$\tau = \frac{n_1 + n_2 - n_{1,2}}{2 n_1 n_2} \ . \qquad (4.4)$$

Порядок виконання роботи

1. Підготувати установку до вимірювань. Увімкнути установку за допомогою вимикача «СЕТЬ», дати прогрітися 5 хв.
2. Натиснути кнопку «УСТАНОВКА». На індикаторі повинний з'явитися напис «SET». Виставити бажаний час вимірювання кнопками «+» та «–». Повторним натисненням кнопки «УСТАНОВКА» вимкнути режим встановлення часу вимірювань.

3. Для початку проведення вимірювань натиснути кнопку «ПУСК» і дочекатися закінчення рахунку імпульсів. Для повторного вимірювання з метою «обнулення» результатів попередньо натиснути кнопку «СБРОС».
4. Встановити касету з двома джерелами ІВ у тримач свинцевого будиночка. За допомогою свинцевої діафрагми закрити друге джерело і зробити серію вимірювань швидкості лічби n_1 частинок, які потрапляють на лічильник від першого джерела.
5. Переставити свинцеву діафрагму, відкрити друге джерело і закрити перше. Зробити аналогічну серію вимірювань швидкості лічби n_2 частинок, що потрапляють на лічильник від другого джерела.
6. Відкрити обидва джерела і провести серію вимірювань швидкості лічби $n_{1,2}$ частинок, які потрапляють на лічильник від обох джерел одночасно.
7. Знайти середні значення швидкості лічби для усіх трьох випадків і за формулою (4.4) визначити мертвий час газорозрядного лічильника. Результати вимірювань занести в таблицю.

Примітка. Оскільки в (4.4) входить мала величина $(n_1 + n_2 - n_{1,2})$, то для отримання надійного результату потрібно з високою точністю визначити швидкості лічби в усіх трьох випадках. Для цього треба підібрати достатньо великий час експозиції. Тому залежно від умов проведення експерименту час експозиції задає викладач.

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА 5

ВИЗНАЧЕННЯ ЕФЕКТИВНОСТІ ГАЗОРОЗРЯДНОГО ЛІЧИЛЬНИКА ПІД ЧАС РЕЄСТРАЦІЇ γ-КВАНТІВ

Відомо, що γ-кванти взаємодіють з речовиною значно слабше, ніж швидкі заряджені частинки. У результаті процесів, що відбуваються під час взаємодії γ-квантів з речовиною, останні або знищуються (фотоефект, ефект утворення електрон-позитронних пар), або втрачають значну частину своєї енергії (ефект Комптона). Ці процеси супроводжуються появою швидких електронів, які і використовуються під час реєстрації γ-квантів у лічильнику.

Переважна частина швидких електронів у лічильнику вибивається з матеріалу катода. Проходячи через газ в проміжку катод-анод, ці електрони іонізують його. Однак не всі вторинні електрони, які зародилися в стінках (катоді) лічильника, будуть брати участь у створенні іонізаційного струму. Значна їх частина може бути поглинута або розсіяна в товщі катода лічильника, і не досягне його газового об'єму. Тому лічильник Гейгера-Мюллера реєструє незначну частину γ-квантів, які потрапляють на нього.

Ефективність лічильника може бути записана у вигляді:

$$\varepsilon = n / n_{\gamma} , \qquad (5.1)$$

де n – кількість зареєстрованих лічильником за одиницю часу γ-квантів, а n_{γ} – загальна кількість γ-квантів, які проходять за цей час через його переріз. Ефективність залежить від матеріалу катода і його товщини, а також від енергії падаючих γ-квантів. Наочним свідченням цього, зокрема, є залежність швидкості лічби n лічильника від товщини стінок його катода d, зображена на рис.5.1.

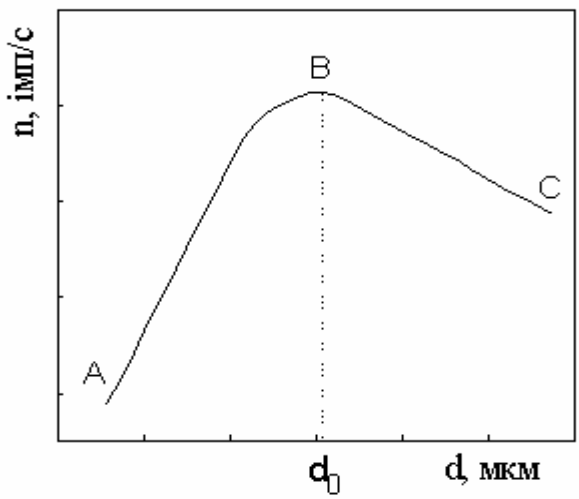


Рис.5.1. Типова залежність швидкості лічби γ-квантів n від товщини стінок катода лічильника

Як видно з рисунка, ефективність лічильника спочатку зростає (ділянка *AB*), а після досягнення максимуму в точці *B* плавно зменшується (ділянка *BC*) зі збільшенням товщини катода. Це пов'язано зі зростанням кількості поглинутих і розсіяних у матеріалі катода вторинних електронів, які зародилися в далеких від газового об'єму шарах катода. Якщо товщина катода перевищує значення d_0, при якому спостерігається повне поглинання електронів (*довжину максимального пробігу β-частинок*), то підвищення ефективності не спостерігається. Це зумовлено тим, що всі електрони, які зародилися на віддалі від поверхні, більшій від d_0, не потрапляють в газовий об'єм лічильника. Отже, ефективність лічильника буде максимальною, якщо товщина катода відповідатиме довжині пробігу вторинних електронів у матеріалі, з якого він виготовлений.

Залежність ефективності лічильника під час реєстрації γ-квантів від їхньої енергії для катодів з різних матеріалів наведена на рис.5.2. Товщину катодів вибирають такою, щоб дорівнювала довжині пробігу вторинних електронів у відповідному матеріалі. Взагалі, величина ε визначається сумарним впливом одразу трьох згаданих процесів взаємодії γ-квантів з речовиною. Імовірність кожного з них по-різному залежить як від матеріалу катода, так і від енергії γ-квантів (див лаб. роботу 3). Саме цим зумовлена наявність мінімумів на енергетичних залежностях ε.

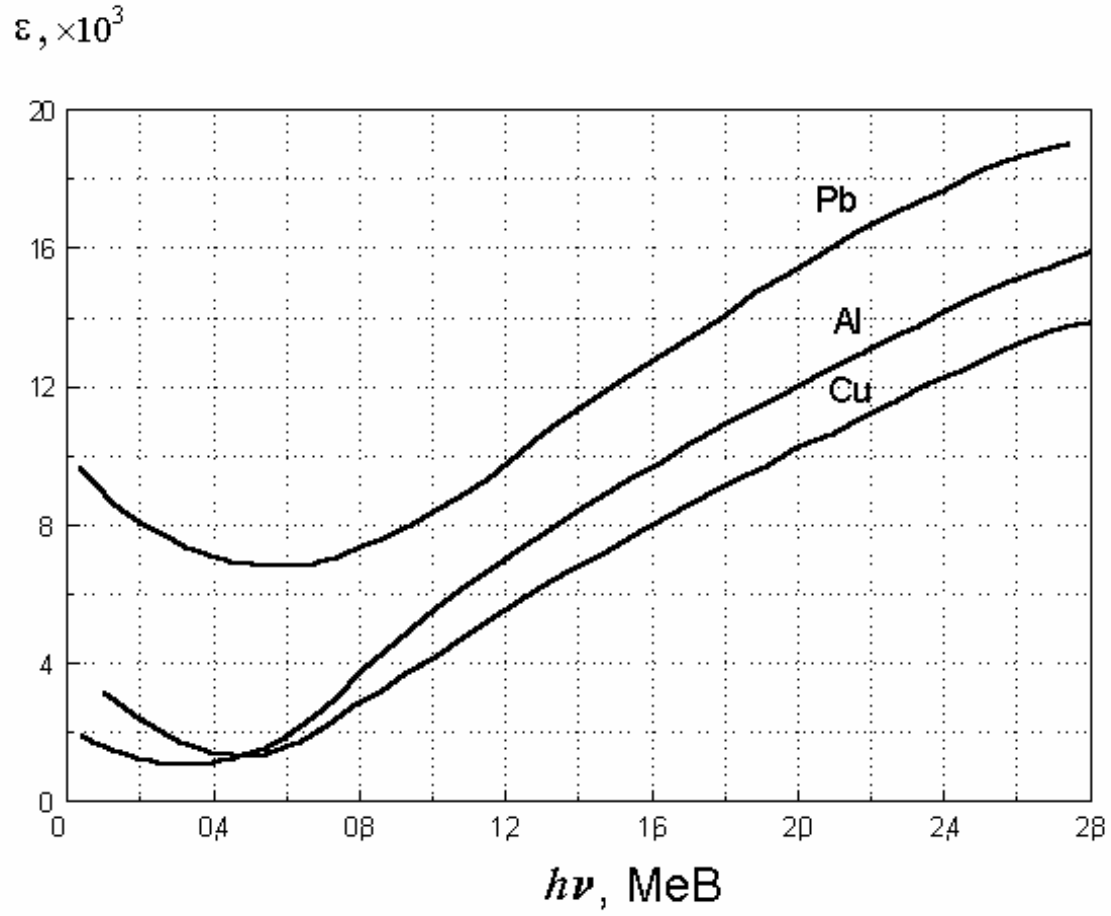


Рис.5.2. Залежність ефективності лічильників зі свинцевим, мідним та алюмінієвим катодами від енергії γ-квантів

Швидкість лічби γ-квантів n прямо пропорційна до кількості γ-квантів n_γ, які потрапляють в лічильник за одиницю часу, і до його ефективності ε:

$$n = a\sum_{i=1}^{k} \varepsilon_i n_{\gamma i}\,, \tag{5.2}$$

де індекс i відноситься до γ-квантів з різною енергією, що випромінюються під час одного акту розпаду ядра; a – коефіцієнт пропорційності, який визначається відношенням кількості γ-квантів, які потрапляють в переріз лічильника, до їхньої загальної кількості, що випромінюється джерелом у всіх напрямках.

Водночас

$$n_{\gamma i} = Aq_i\,, \tag{5.3}$$

де A – активність джерела випромінювання; q_i – імовірність випромінювання i-го γ-кванта. Отже,

$$n = aA\sum_{i=1}^{k} q_i\,\varepsilon_i\,, \tag{5.4}$$

Коефіцієнт a можна записати у вигляді відношення тілесного кута ω, під яким лічильник видно з центра джерела, до повного тілесного кута 4π: $a = \frac{\omega}{4\pi}$. Якщо лічильник знаходиться на достатньо великій відстані r від джерела γ-квантів ($r>>l,d,$ де l і d – відповідно довжина і діаметр катода), причому вісь лічильника перпендикулярна до прямої, яка сполучає середину лічильника з джерелом, то:

$$\omega = \frac{ld}{r^2}\,. \tag{5.5}$$

Підставляючи значення a і ω у вираз (5.4), отримаємо:

$$n = \frac{ld}{4\pi r^2} A\sum_{i=1}^{k} q_i\,\varepsilon_i \tag{5.6}$$

У цій роботі джерелом γ-квантів служить препарат ^{60}Co, у якому розпад кожного ядра практично завжди супроводжується випромінюванням двох квантів з енергіями 1,17 МеВ і 1,33 МеВ (див. додаток 1). Зважаючи на близькість значень цих енергій, можна вважати, що $\varepsilon_{\gamma 1} \approx \varepsilon_{\gamma 2} = \varepsilon$. З іншого боку, для реакції розпаду ядра ^{60}Co можна записати: $\sum_{i=1}^{2} q_i \cong 2$. У результаті отримаємо:

$$n = \varepsilon \frac{A\,ld}{2\pi r^2} \tag{5.7}$$

або

$$\varepsilon = \frac{2\pi r^2}{A\,ld} n. \tag{5.8}$$

Отже, розрахунок ефективності лічильника для різних значень відстані r можна провести за формулою (5.8). Однак відповідно до виразу (5.7) залежність швидкості лічби n від $1/r^2$ повинна бути прямою лінією, тангенс кута нахилу якої до осі абсцис записується у вигляді: $tg\varphi = \varepsilon \frac{A\,ld}{2\pi}$. Отриману в експерименті залежність n=f($1/r^2$) можна екстраполювати прямою лінією і графічним способом визначити ефективність лічильника за тангенсом кута її нахилу.

Порядок виконання роботи

Перед початком роботи потрібно визначити геометричні розміри катода лічильника – діаметр (ширину) d і довжину l. Від викладача отримати дані про активність радіоактивного препарату A.

1. Підготувати установку до вимірювань. Увімкнути установку за допомогою вимикача «СЕТЬ», дати прогрітися 5 хв.
2. Натиснути кнопку «УСТАНОВКА». На індикаторі повинний з'явитися напис «SET». Виставити бажаний час вимірювання кнопками «+» та «–». Повторним натисненням кнопки «УСТАНОВКА» вимкнути режим встановлення часу вимірювань.
3. Для початку проведення вимірювань натиснути кнопку «ПУСК» і дочекатися закінчення рахунку імпульсів. Для повторного вимірювання з метою «обнулення» результатів попередньо натиснути кнопку «СБРОС».
4. Виміряти усереднену швидкість лічби фонового випромінювання $n_ф$.
5. Помістити джерело ^{60}Co відомої активності в гільзу тримача штатива.
6. Виконати серію з п’яти вимірювань швидкості лічби n для кожної з п’яти вказаних викладачем відстаней $r_1, r_2,..., r_5$ від джерела до центра лічильника. Вибрати час експозиції t=100 с. Для кожної з відстаней знайти середні значення $n_{сер}$.
7. У подальших розрахунках потрібно врахувати фонове випромінювання: $n(r) = n_{сер}(r) - n_ф$.
8. Побудувати графік, відкладаючи по осі абсцис величину $1/r^2$, а по осі ординат швидкість лічби $n(r)$. Екстраполювати отриману залежність прямою лінією і за її тангенсом нахилу розрахувати ефективність ε.

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА 6

ВИЗНАЧЕННЯ АКТИВНОСТІ γ-ДЖЕРЕЛА

Готуючись до цієї роботи, треба повторити теоретичний матеріал, що стосується γ-розпаду, активності радіоактивних джерел та одиниць її вимірювання (див. вступну частину), виведення робочої формули лаб. роботи 5 для залежності швидкості лічби лічильника від відстані між γ-джерелом і лічильником, а також схему радіоактивного розпаду ^{60}Co (див. додаток 1).

Відомо (див. лаб. роботу 5), що зв'язок між кількістю γ-квантів n_γ, що випромінює радіоактивне джерело за одиницю часу, і швидкістю лічби лічильника n визначається співвідношенням:

$$\sum_{i=1}^{m} n_{\gamma i}\varepsilon_i = \frac{4\pi r^2}{ld} n, \tag{6.1}$$

де $n_{\gamma i}$ – число γ-квантів з енергіями $h\nu_i$, що випромінюються джерелом за одиницю часу, ε_i – ефективності лічильника при реєстрації квантів $h\nu_i$, k – загальна кількість квантів різних енергій, що випромінюються в одному акті γ-розпаду, r – відстань між джерелом і лічильником, l і d – довжина та діаметр (ширина) катода лічильника. Зазначимо, що формулу (6.1) виведено в припущенні, що відстань між джерелом і лічильником є значною ($r^2 >> ld$). Якщо у розпаді одного ядра ймовірність випромінювання γ-кванта з енергією $h\nu_i$ становить q_i, то для джерела з активністю A можна записати:

$$A\sum_{i=1}^{m} q_i\varepsilon_i = \frac{4\pi r^2}{ld} n. \tag{6.2}$$

Для визначення активності джерела γ-квантів необхідно експериментально знайти величини, що входять у праву частину (6.2). Величини q_i визначають на основі схеми розпаду досліджуваного радіоактивного елемента. У цій роботі використовують препарат ^{60}Co. Розпад його ядер супроводжується випромінюванням двох квантів $h\nu_1$ = 1,17 МеВ і $h\nu_2$ = 1,33 МеВ (див. додаток 1), тому $m = 2$, і ймовірності $q_1 = q_2 = 1$. Ефективність лічильника при реєстрації γ-квантів, окрім матеріалу катода та його товщини, залежить і від енергії квантів. Для γ-квантів з енергіями $h\nu_1$ і $h\nu_2$ ефективності ε_1 і ε_2 можна визначити за допомогою графіка (див. рис. 5.2), де зображено залежність ε від енергії реєстрованого γ-випромінювання для різних матеріалів катода. Знаючи ці величини, із (6.2) знаходимо активність γ-джерела:

$$A = \frac{4\pi r^2}{ld(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)} n \,. \qquad (6.3)$$

Для підвищення точності треба виконати вимірювання швидкості лічби n для кількох відстаней r. Згідно з (6.3), залежність n від $1/r^2$ повинна бути лінійною:

$$n = \frac{Ald(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)}{4\pi} \frac{1}{r^2} \,, \qquad (6.4)$$

і активність A можна знайти з кутового коефіцієнта (тангенса кута нахилу) прямої:

$$tg\varphi = Ald(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)/4\pi \,. \qquad (6.5)$$

Порядок виконання роботи

Перед виконанням роботи потрібно визначити діаметр (ширину) d і довжину l катода лічильника. На основі вказівки викладача про матеріал катода з рис. 5.2 знаходять значення ефективності ε_1 і ε_2. Часи експозиції та кількість вимірювань у серії також вказує викладач. Далі приступають до вимірювань.

1. Підготувати установку до вимірювань. Увімкнути установку за допомогою вимикача «СЕТЬ», дати прогрітися 5 хв.
2. Натиснути кнопку «УСТАНОВКА». На індикаторі повинний з'явитися напис «SET». Виставити бажаний час вимірювання кнопками «+» та «–». Повторним натисненням кнопки «УСТАНОВКА» вимкнути режим встановлення часу вимірювань.
3. Для початку проведення вимірювань натиснути кнопку «ПУСК» і дочекатися закінчення рахунку імпульсів. Для повторного вимірювання з метою «обнулення» результатів попередньо натиснути кнопку «СБРОС».
4. Визначити середню швидкість лічби фонового випромінювання $n_ф$.
5. Вставити в тримач радіоактивний препарат ^{60}Co невідомої активності. Виконати серію з п’яти вимірювань швидкості лічби n для кожної з п’яти вказаних викладачем відстаней r_1, r_2, ..., r_5 від джерела до центра лічильника. Для усіх відстаней знайти середні значення $n_{сер}(r)$.
6. Врахувати фонове випромінювання за формулою:

$$n(r) = n_{сер} - n_ф \,.$$

7. Побудувати експериментальний графік, відкладаючи по осі абсцис величини $1/r^2$, а по осі ординат – швидкості лічби $n(r)$. Провести усереднюючу пряму n від $1/r^2$ і за тангенсом кута її нахилу розрахувати шукану активність A.

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА 7

ВИЗНАЧЕННЯ АКТИВНОСТІ β-ДЖЕРЕЛА АБСОЛЮТНИМ МЕТОДОМ

Визначити активність A β-джерела можна двома методами – абсолютним і відносним. Суть відносного методу полягає у порівнянні активності джерела, яке досліджуємо, з активністю відомого. Абсолютний метод ґрунтується на безпосередньому визначенні кількості розпадів ядер за одиницю часу в досліджуваному препараті.

У цій роботі активність β-джерела (препарату ізотопа, в якому β-розпад не супроводжується випромінюванням γ-квантів, наприклад ^{90}Sr, ^{32}P, ^{45}Ca та ін.) визначається абсолютним методом. Схема взаємного розміщення лічильника C та джерела A зображена на рис.7.1.

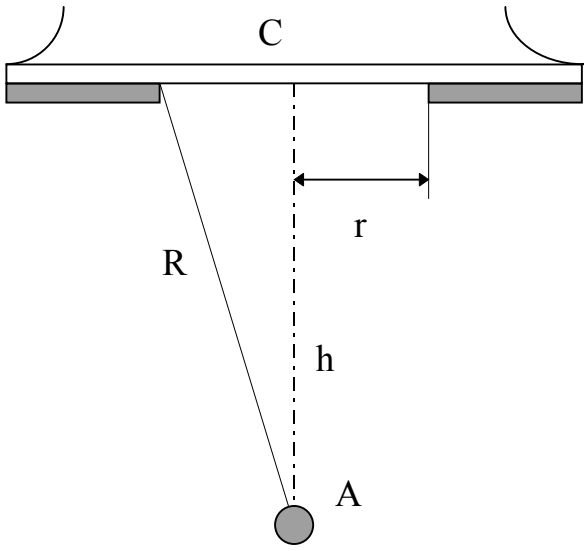


Рис.7.1. Схема розміщення джерела та лічильника

Реєстрація β-частинок проводиться торцевим лічильником C з діафрагмою на вхідному вікні, яка обмежує потік β-частинок від джерела. Точкове джерело A розміщують на віддалі h від діафрагми лічильника з площею отвору S.

У загальному випадку підкладка, на яку нанесений препарат, служить відбивачем для β-частинок, що вилітають з джерела в усіх напрямах з однаковою імовірністю. Тому кутовий розподіл β-частинок у такому випадку може бути анізотропним, тобто залежати від напряму. Характер впливу підкладки на кутовий розподіл випромінюваних β-частинок сильно залежить від ефективного атомного номера підкладки та від її товщини. Тому підкладку, як правило, виготовляють з матеріалу з малим атомним номером, зокрема, з поліетилену, що володіє малим коефіцієнтом відбивання β-частинок. У такому разі впливом підкладки можна знехтувати і вважати розподіл β-частинок ізотропним.

Тілесний кут ω, під яким видно отвір діафрагми з середини джерела A, дорівнює:

$$\omega = S/R^2. \tag{7.1}$$

Як відомо, площа поверхні круглого сегмента з радіусом r на кулі радіуса R (рис.7.1.) дорівнює:

$$S = 2\pi R(R-h)\,. \tag{7.2}$$

Враховуючи заміну $R = \sqrt{h^2 + r^2}$, отримаємо:

$$\omega = 2\pi\left(1 - \frac{1}{\sqrt{1+\frac{r^2}{h^2}}}\right). \tag{7.3}$$

Тоді, виходячи з припущення про ізотропність напрямів випромінювання β-частинок джерелом, можна виразити кількість частинок, які проходять через отвір діафрагми, як

$$N = \frac{\omega}{4\pi} = \frac{1}{2}\left(1 - \frac{1}{\sqrt{1+\frac{r^2}{h^2}}}\right)N_0, \tag{7.4}$$

де N_0 – загальна кількість частинок, які випромінює джерело.

Однак не всі частинки, які вилетіли з джерела, досягнуть газового об'єму лічильника і будуть зареєстровані. Деяка кількість β-частинок розсіюється і поглинається в повітрі, а також у товщі слюдяного вікна лічильника. Помилка, спричинена розсіянням у повітряному прошарку невеликої товщини, досягає 5 %. Для точніших вимірювань потрібно врахувати цей вплив, або позбутися його. Останній спосіб реалізують, поміщаючи джерело і лічильник у вакуумну камеру. Якщо ж, як у нашому випадку, вимірювання проводити на повітрі, то слід врахувати поглинання в повітряному прошарку товщиною d. У такому разі кількість частинок, що досягли лічильника становитиме:

$$N_d = N\,e^{-\mu d}\,, \tag{7.5}$$

де μ – масовий коефіцієнт поглинання β-частинок у повітрі, d – сумарна питома товщина вікна лічильника та повітряного прошарку:

$$d = \delta + \rho_{пов}\, h, \tag{7.6}$$

де δ – питома товщина вікна лічильника (кг/м^2), $\rho_{пов}$ – густина повітря (кг/м^3); h – відстань між джерелом і лічильником.

Тоді остаточний вираз, що визначає співвідношення між кількістю β-частинок, що випромінюються джерелом, та їхньою кількістю, зареєстрованою лічильником, матиме вигляд:

$$N_d = \frac{N_0}{2}\left(1 - \frac{1}{\sqrt{1+\frac{r^2}{h^2}}}\right) e^{-\mu(\delta + \rho_{пов}\cdot h)} = k \cdot N_0, \tag{7.7}$$

де

$$k = \frac{1}{2}\left(1 - \frac{1}{\sqrt{1+\frac{r^2}{h^2}}}\right) e^{-\mu(\delta + \rho_{пов}\cdot h)}. \tag{7.8}$$

Очевидно також, що кількість β-частинок, що випромінює джерело за одиницю часу, дорівнює активності джерела.

Порядок виконання роботи

1. Встановити величини, що визначають геометрію експерименту r, h, а також δ та $\rho_{пов}$.
2. Підготувати установку до вимірювань. Увімкнути установку за допомогою вимикача «СЕТЬ», дати прогрітися 5 хв.
3. Натиснути кнопку «УСТАНОВКА». На індикаторі повинен з'явитися напис «SET». Виставити бажаний час вимірювання кнопками «+» та «–». Повторним натисненням кнопки «УСТАНОВКА» вимкнути режим встановлення часу вимірювань.
4. Для початку вимірювань натиснути кнопку «ПУСК» і дочекатися закінчення рахунку імпульсів. Для повторного вимірювання з метою «обнулення» результатів попередньо натиснути кнопку «СБРОС».
5. Провести вимірювання рівня фонового випромінювання.
6. Встановити препарат на певну відстань та провести серію вимірювань кількості частинок, що потрапляють в лічильник.
7. Враховуючи мертвий час лічильника за формулою (4.1), визначити швидкість лічби фону $n_ф$ та джерела n_d.
8. Визначити активність джерела за формулою: $A = (n_d - n_ф)/k$.

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА 8

ВИЗНАЧЕННЯ ВЕРХНЬОЇ МЕЖІ β-СПЕКТРА

У цій роботі визначають верхню межу спектра β-частинок, що випромінюються під час радіоактивного розпаду, через дослідження залежності інтенсивності пучка цих частинок від товщини поглинача.

Особливості β-спектра

Перед виконанням роботи студенти повторюють теоретичний матеріал, що стосується β-розпаду та взаємодії β-частинок з речовиною. На відміну від α-частинок, енергетичний спектр яких дискретний (див. вступну частину), спектр енергій β-частинок (електронів чи позитронів) є неперервним і займає діапазон енергій від 0 до $E_{\max}$ (рис. 8.1). Це пояснюється тим, що в процесі β-розпаду з ядра вилітають дві частинки ($e^-, \overline{\nu}_e$ або e^+, ν_e), між якими й розподіляється енергія. У кожному одиничному акті розпаду цей розподіл випадковий. При великій кількості розпадів однакових ядер відбувається статистичне усереднення розподілу енергій. Тому спектр β-електронів має вигляд, зображений на рис. 8.1.

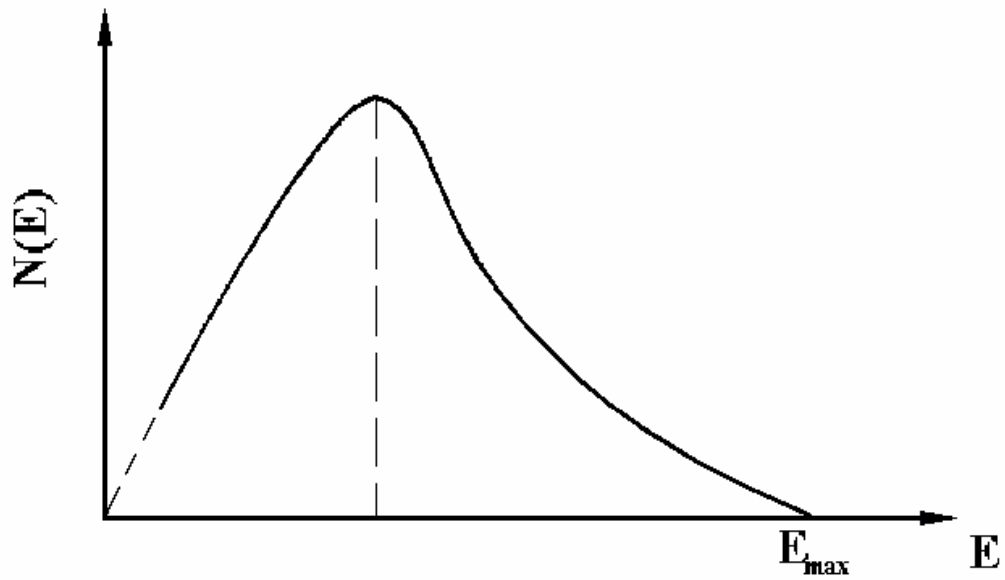


Рис. 8.1. Схематичний вигляд типового енергетичного спектру електронів β-розпаду (β-спектр)

Величину *верхньої межі β-спектра* $E_{\max}$ можна знайти з закону збереження енергії під час акту розпаду за умови, що енергія нейтрино (антинейтрино) прямує до нуля:

$$E_{\max} = (M_{\mathrm{i}} - M_{\mathrm{f}} - m)c^2, \tag{8.1}$$

де M_{i} і M_{f} – маси материнського та дочірнього ядер, відповідно, m – маса β-частинки. Зокрема, β-розпад неможливий, якщо $M_{\mathrm{i}} - M_{\mathrm{f}} < m$. Форма β-спектра описується виразом

$$N(E) = \mathrm{d}N/\mathrm{d}E = N_0 D\sqrt{E(E+2mc^2)}(E+mc^2)(E_{\max}-E)^2\,\mathrm{F}(Z,E), \tag{8.2}$$

де N_0 – повне число β-частинок під час розпаду, dN – кількість частинок, що мають енергії в інтервалі від E до E+dE, D – коефіцієнт, що залежить від структури ядра, $\mathrm{F}(Z,E)$ – функція, яка враховує кулонівські ефекти. β-спектри, що описуються виразом (8.2), називаються *дозволеними*. Вони найчастіше трапляються і характерні для ядер, у яких під час розпаду не змінюється конфігурація нуклонів. Якщо ж β-спектр не описується (8.2), його називають *забороненим*. Відхилення спектра від дозволеного свідчить про вплив структури ядра на β-розпад. Якщо забороненим (набагато менше імовірним) є β-розпад в основний стан дочірнього ядра, з високою ймовірністю може відбутися дозволений перехід в один зі збуджених станів цього ядра. Часто β-розпад одночасно проходить на основний та кілька збуджених рівнів ядра продукту. Тоді β-спектр є сумою парціальних спектрів з верхніми межами $E_{\max,i}$.

Взаємодія β-частинок з речовиною

Під час проходження крізь поглинач електрони β-розпаду втрачають енергію внаслідок електромагнітної взаємодії з атомними ядрами та електронами речовини-поглинача. Ці втрати поділяють на *іонізаційні* та *випромінювальні* (*радіаційні*). Іонізаційні втрати – це втрати, зумовлені іонізацією атомів і збудженням електронів речовини. Величину питомих (розрахованих на одиницю довжини поглинача) іонізаційних втрат визначають зі співвідношення

$$-\left(\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\right)_{іон} = \frac{4\pi Be^4}{mv^2} n_a Z, \tag{8.3}$$

де v – швидкість електрона β-розпаду, n_a – кількість атомів в одиниці об’єму поглинача, Z – атомний номер хімічного елемента поглинача, B – коефіцієнт гальмування, що в нерелятивістському наближенні дорівнює

$$B = \ln\left(mv^2/I\right), \tag{8.4}$$

де I – середній потенціал іонізації атомів поглинача.

Типова залежність питомих іонізаційних втрат електронів від їхньої енергії зображена на рис. 8.2. За малих енергій ця залежність приблизно описується законом ~ $1/v^2$, бо коефіцієнт B слабо залежить від кінетичної енергії електрона. При наближенні швидкостей електронів до релятивістських роль коефіцієнта B зростає. Крива втрат має мінімум, якщо кінетична енергія електрона дорівнює $2mc^2$ (тут і вище m – маса спокою електрона). У випадку подальшого зростання енергії (рис. 8.2) повільний ріст втрат змінюється ділянкою насичення внаслідок поляризації середовища поглинача. Явище поляризації зменшує силу, яка діє з боку середовища на електрон, що пролітає крізь це середовище.

Отже, іонізаційні втрати електронів β-розпаду визначаються їхньою енергією. Крім того, ці втрати істотно залежать від концентрації електронів речовини n_aZ, а тому й від густини речовини. Часто вводять питомі іонізаційні втрати, віднесені не до одиниці довжини x [см], а до одиниці $x\rho$ [г/см^2], де ρ – густина речовини. Оскільки $n_aZ/\rho = N_AZ/A$, де A – масове число атомів речовини (див. (8.3)), а відношення Z/A майже незмінне для легких поглиначів з порівняно малими масовими числами, то приблизно сталими для них є й іонізаційні втрати, розраховані на 1 г/см^2.

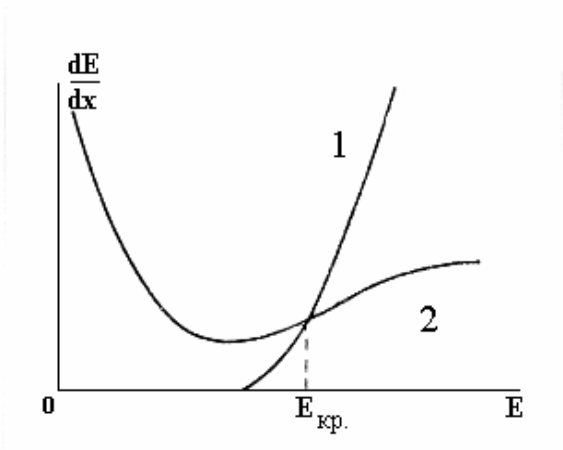


Рис. 8.2. Схематична залежність питомих радіаційних (1) та іонізаційних (2) втрат електрона від його енергії

Радіаційними називають втрати енергії електронів за рахунок випромінювання ними гальмівного електромагнітного випромінювання в результаті гальмування у кулонівському полі ядер поглинача. У рамках класичної електродинаміки показано, що при гальмуванні електрон за час dt випромінює енергію

$$\mathrm{d}E_{випр} = \left(2e^2/3c^3\right)a^2\mathrm{d}t\,, \tag{8.5}$$

де a – прискорення електрона. Релятивістський квантовий розрахунок приводить до такого співвідношення для питомих радіаційних втрат:

$$-\left(\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\right)_{випр} = 4\alpha b r_0^2 n_a Z^2 E\,, \tag{8.6}$$

де $\alpha = e^2/\hbar c \approx 1/137$ – стала тонкої структури, $r_0 = e^2/mc^2$ – класичний радіус електрона, b – коефіцієнт, що слабо залежить від Z, E – повна (релятивістська) енергія випромінюючого електрона. Питомі радіаційні втрати неістотні і фактично не залежать від енергії електрона аж до енергій порядку mc^2 (рис. 8.2), бо при низькій кінетичній енергії її внесок до повної енергії незначний. При досягненні електронами релятивістських швидкостей радіаційні втрати швидко зростають і стають визначальними. За однакових енергій електронів ці втрати істотніші для важких поглиначів (великих Z). Порівнюючи (8.3) і (8.6), одержуємо:

$$\left(\mathrm{d}E/\mathrm{d}x\right)_{випр} / \left(\mathrm{d}E/\mathrm{d}x\right)_{іон} \approx ZE_{[\text{МеВ}]}/800\,. \tag{8.7}$$

Енергію електрона, при якій питомі іонізаційні та радіаційні втрати стають однаковими (див. рис. 8.2), називають *критичною*. Якщо $E > E_{кр}$, основними стають радіаційні втрати. Для легких поглиначів величини $E_{кр}$ (10 МеВ і більше) часто перевищують максимальні енергії електронів β-розпаду. Тому втрати енергії β-електронів у легких металах – це переважно іонізаційні втрати.

Довжиною *пробігу* R зарядженої частинки називають шлях у речовині, на якому початкова кінетична енергія частинки E_0 повністю витрачається:

$$R = \int_0^R dx = \int_0^{E_0} \frac{\mathrm{d}E}{-\left(\mathrm{d}E/\mathrm{d}x\right)}\,. \tag{8.8}$$

Її вимірюють в одиницях шляху, або частіше в г/см^2, причому $R_{[г/см^2]} = R_{[см]/[г/см^3]}$. Довжина пробігу частинки в речовині визначається початковою енергією E_0. Тому останню можна знайти за результатами вимірювання R.

Зазначимо, що траєкторія електрона у речовині є не прямою, а ламаною лінією, оскільки він зазнає розсіяння при численних пружних зіткненнях. Товщину поглинача, що затримує електрони (вона відмінна від істинного шляху чи пробігу), називають *ефективним пробігом* електронів. Якщо крізь поглинач пролітають електрони β-розпаду, неперервно розподілені за енергіями від 0 до E_{max}, з товщини поглинача, що затримує усі електрони, можна отримати інформацію про верхню межу β-спектра. Її називають *максимальним ефективним пробігом* R_{max}. Дослідження повного β-спектра $N(E)$ є складним завданням, що вимагає застосування β-спектрометрів. Водночас, практично

важливий параметр E_{max} легко визначають з достатньою (до 5%) точністю за поглинанням β-електронів у речовині.

Розрізняють два варіанти методу поглинання: *метод повного поглинання* (визначення величини R_{max}) і *метод половинного (*або *кратного) поглинання*.

Визначення верхньої межі β-спектра за методом поглинання

У роботі вивчають спектри β-електронів, що виникають під час розпаду радіоактивних ^{32}P, ^{45}Ca або ^{90}Sr. Відповідні максимальні енергії знаходяться в діапазоні від 0 до 2 МеВ. Як поглиначі використовують мідь і алюміній.

Відомо, що поглинання речовиною β-електронів з неперервним спектром наближено описується експоненціальним законом:

$$N(d) = N_0 e^{-\mu d}, \tag{8.9}$$

де N_0 – початкова кількість електронів β-розпаду, $N(d)$ – кількість електронів, що пройшли шар поглинача товщиною d, а μ – лінійний коефіцієнт поглинання. На практиці досліджують не криву $N(d)$, а залежність швидкості лічби $n(d)$ лічильника при реєстрації β-випромінювання, яке проходить через поглинач. Товщину повного поглинання d_{max} металу, що затримує усі електрони, знаходять шляхом екстраполяції кривої поглинання $n(d)$ до рівня фону $n_ф$, оскільки рівень фонового випромінювання не залежить від інтенсивності випромінювання β-джерела чи товщини поглинача. Проте крива поглинання $n(d)$ поблизу d_{max} дуже полога, і точність екстраполяції є низькою. Тому графік будують у напівлогарифмічному масштабі. Це дасть пряму лінію $\ln n = f(d)$ (див. (8.9)), перетин якої з рівнем фону $\ln n_ф$ можна знайти з вищою точністю.

Маючи величину d_{max}, знаходять максимальний ефективний пробіг

$$R_{max} = d_{max}\rho_{[г/см^2]}, \tag{8.10}$$

де ρ – густина поглинаючого металу в г/см^3. На сьогодні зв'язок R_{max} і E_{max} добре вивчено. Зокрема, якщо $0 < E_{max} < 3$ МеВ, для алюмінієвого поглинача виконується емпіричне співвідношення:

$$E_{max[МеВ]} = 1{,}92\sqrt{(R_{max[г/см^2]} + 0{,}11)^2 - 0{,}01}, \tag{8.11}$$

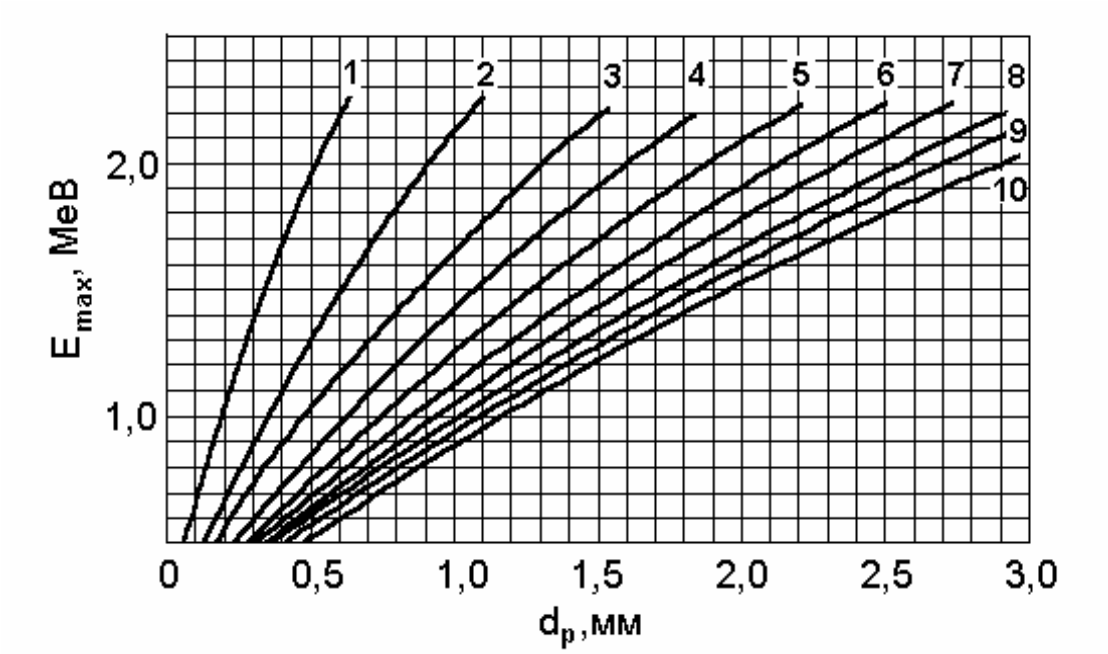


Рис. 8.3. Номограми для визначення верхньої межі β-спектра E_{max} за товщинами d_p кратного поглинання в алюмінії. Індекси біля кривих задають параметр p (ступінь послаблення є 2^p)

з якого і знаходять верхню межу спектра досліджуваного β-джерела. З достатньою точністю формулу (8.11) можна використовувати і для інших металів з порівняно малим масовим числом (зокрема міді).

Метод кратного поглинання полягає у визначенні на основі залежності $n(d)$ таких товщин d_p поглинача, для яких швидкість лічби зменшується в 2^p разів (p = 1,2,3,...) у порівнянні з швидкістю лічби за відсутності поглинача (при $d = 0$). Знаючи товщини d_p для кількох p, величину E_{max} можна знайти за номограмами (рис. 8.3). Ці номограми побудовано для випадку алюмінієвого поглинача та β-препарату з $Z_\beta = 20$. Проте похибки при використанні їх для інших β-джерел є незначними. Якщо β-спектр препарату не заборонений, а вимірювання виконано без грубих похибок, то знайдені за номограмами значення E_{max} для різних p будуть однаковими. У випадку заборонених β-спектрів треба вибирати E_{max}, що відповідають найбільшим значенням p.

Порядок виконання роботи

1. Підготувати установку до вимірювань. Увімкнути установку за допомогою вимикача «СЕТЬ», дати прогрітися 5 хв.
2. Натиснути кнопку «УСТАНОВКА». На індикаторі повинен з'явитися напис «SET». Виставити бажаний час вимірювання кнопками «+» та «–». Повторним натисненням кнопки «УСТАНОВКА» вимкнути режим встановлення часу вимірювань.

3. Для початку проведення вимірювань натиснути кнопку «ПУСК» і дочекатися закінчення рахунку імпульсів. Для повторного вимірювання з метою «обнулення» результатів попередньо натиснути кнопку «СБРОС».
4. Виміряти швидкість лічби $n_ф$ фонового випромінювання.
5. Встановити в лабораторний тримач радіоактивний β-препарат і виміряти швидкість лічби n_0 за відсутності поглинача: $n_0 = n\ (d = 0)$.
6. Встановити в спеціальний паз, розміщений між β-препаратом та лічильником, пластинки поглинача каліброваної товщини d_0 і виміряти швидкості лічби для різної кількості m пластинок (для різних товщин поглинача $d = md_0$). Вимірювання виконати для двох поглиначів (алюмінію та міді) аж до значення товщини, подальше збільшення якої не приводить до зменшення швидкості лічби.
7. Для алюмінієвого поглинача побудувати графіки залежностей швидкості лічби від товщини поглинача в звичайному та напівлогарифмічному масштабі ($n = f(d)$ та $\ln n = f(d)$), а для мідного поглинача тільки в напівлогарифмічному масштабі.
8. На графік $\ln n = f(d)$ нанести рівень фону $\ln n_ф$. Проекстраполювати графік до перетину з лінією фону, визначити d_{max} і за формулою (8.10) розрахувати значення R_{max}. Знайти верхню межу β-спектра досліджуваного препарату за формулою (8.11). Порівняти величини E_{max}, знайдені методом повного поглинання в алюмінії та міді.
9. З графіка $n = f(d)$ знайти товщини d_p алюмінію, для яких швидкість лічби спадає в 2^p разів ($n(d_p)/n_0 = 2$, 4, 8, 16, 32, ...). За номограмами (рис. 8.3) визначити величини E_{max} для різних p, порівняти їх та знайти середнє значення.
10. Порівняти значення E_{max}, знайдені за методами повного та половинного поглинання в алюмінії.
11. Підставивши середні значення E_{max}, одержані під час дослідження міді та алюмінію, у формулу (8.7), зробити висновки про співвідношення іонізаційних і радіаційних втрат β-електронів у цих металах.

Примітка. Час експозиції кожного виміру та кількість вимірів у серії для кожної товщини поглинача вказує викладач.

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА 9

ВИВЧЕННЯ РОБОТИ СЦИНТИЛЯЦІЙНОГО ГАММА-СПЕКТРОМЕТРА

Принцип роботи сцинтиляційного гамма-спектрометра можна пояснити за блок-схемою (рис. 9.1).

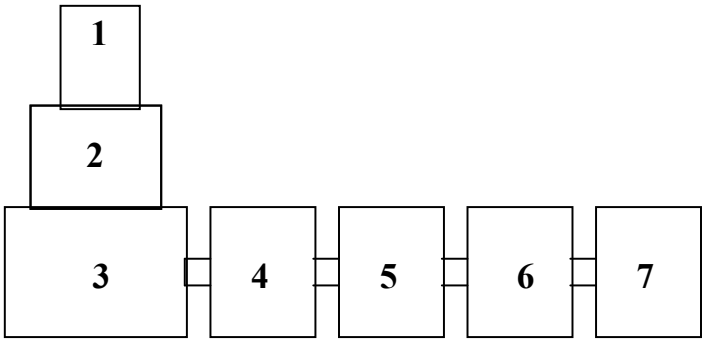


Рис. 9.1. Блок-схема сцинтиляційного гамма-спектрометра

Гамма-кванти, потрапляючи в детектор, викликають в сцинтиляторі 1 світлові спалахи, які за допомогою фотопомножувача 2 перетворюються в імпульси напруги. Амплітуда цих імпульсів залежить від втраченої гамма-квантом енергії і звичайно не перевищує декількох мілівольт, тому для подальшого аналізу їх необхідно підсилити. Для цього вихідні імпульси з анода фотопомножувача подаються на спектрометричний підсилювач 4 через попередній підсилювач 3, основним призначенням якого, поряд з попереднім підсиленням сигналу, є узгодження виходу фотопомножувача 2 з входом основного підсилювача 4. Коефіцієнт підсилення спектрометричного підсилювача, залежно від конструкції, може плавно або дискретно змінюватися в межах від кількох одиниць до десятків тисяч і вибирається таким, щоб забезпечити детальний розгляд потрібної ділянки енергетичного діапазону випромінювання. Підсилені сигнали з виходу останнього надходять на вхід багатоканального амплітудного аналізатора імпульсів (БААІ) 5, який здійснює селекцію імпульсів за їхньою амплітудою. Отже, фіксуючи швидкості рахунку імпульсів різних амплітуд, можна отримати так званий *амплітудний спектр* досліджуваного радіоактивного випромінювання. Приклад такого спектра, зареєстрованого на сцинтиляційному гамма-спектрометрі, зображений на рис. 9.2.

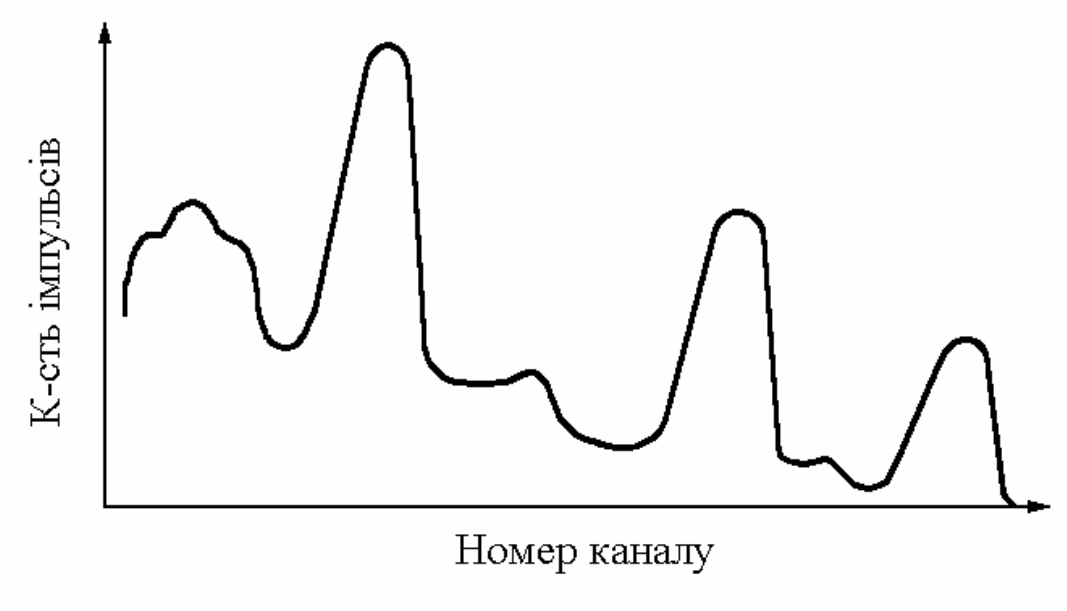


Рис. 9.2. Амплітудний гамма-спектр

Амплітудний гамма-спектр несе інформацію про всі особливості досліджуваного спектра, в тому числі про енергії та потужності потоків дискретних ліній гамма-випромінювання досліджуваного джерела. Ця інформація міститься в так званих *піках повного поглинання* (ППП) – ділянках спектра, в які потрапляють імпульси, що відповідають повній втраті енергії гамма-квантом у сцинтиляторі детектора. Отже, кожній дискретній лінії у спектрі випромінювання, що потрапляє на детектор, відповідає певний ППП у зареєстрованому амплітудному спектрі, причому центр цього піка відповідає енергії лінії, а кількість зареєстрованих імпульсів (площа під ППП) пропорційна (коефіцієнтом пропорційності тут виступає так звана *абсолютна ефективність реєстрації*) до кількості гамма-квантів заданої енергії, які потрапили в детектор. Щоб розшифрувати цю інформацію, необхідно здійснити обробку отриманого амплітудного спектра – перейти до енергетичного виду зареєстрованого спектра, визначити межі присутніх у ньому ППП, енергетичне положення E_γ їхніх центрів та кількості S зареєстрованих під ППП імпульсів. Далі, використовуючи отримані дані, можна провести *якісний* (визначення ізотопного складу) та *кількісний* (вміст відповідних ізотопів) *аналіз* джерела випромінювання.

Щоб перейти від амплітудного до енергетичного спектра зареєстрованого випромінювання, слід попередньо проградуювати спектрометр за енергіями. Суть цієї процедури полягає в постановці у відповідність кожній амплітуді сигналу певної енергії – так званого *енергетичного калібрування спектрометра*. На практиці таке калібрування здійснюється так. Реєструють амплітудний спектр джерела з відомими енергіями випромінювання (так званими *реперними лініями*), причому бажано, щоб значення енергій ліній випромінювання лежало на краях енергетичного діапазону спектрометра. Потім знаходять положення центрів піків цих ліній у каналах і присвоюють їм

значення відповідних енергій. Враховуючи лінійну залежність між втраченою в детекторі гамма-квантом енергією та амплітудою відповідного імпульсу на його виході, присвоєння енергії E_n кожному каналові спектрометра здійснюють за формулою:

$$E_n = A + kB \ , \tag{9.1}$$

де A – константа, B – номер каналу, k – його енергетична ширина:

$$k = \Delta E / \Delta n ; \tag{9.2}$$

$$\Delta E = E_1 - E_2 \, , \; n = n_1 - n_2 \, , \tag{9.3}$$

де (E_1, E_2, n_1, n_2 – значення енергій реперних ліній гамма-випромінювання в кеВ та відповідних їм центрів ППП у каналах).

Використовуючи таке енергетичне градуювання, можна визначити енергетичне положення центрів усіх ППП, які відповідають лініям гамма-випромінювання досліджуваного джерела і, порівнюючи їх з табличними даними, визначити його ізотопний склад, тобто здійснити якісний аналіз проби.

Наступною процедурою, необхідною для проведення кількісного ізотопного аналізу, є градуювання спектрометра за *абсолютною ефективністю реєстрації* $\varepsilon_{j.абс}$ гамма-квантів.

Під абсолютною ефективністю реєстрації $\varepsilon_{j.абс}$ розуміють відношення зареєстрованих у ППП гамма-квантів S_j з енергією $E_{\gamma,j}$ до кількості гамма-квантів F_j з цією ж енергією, які випромінює джерело в тілесний кут 4π стерадіан за час t:

$$\varepsilon_{j,абс} = \frac{S_j}{F_j t} . \tag{9.4}$$

Для визначення значень $\varepsilon_{j.абс}$ для кожної конкретної геометрії вимірювань реєструють амплітудний спектр джерела з відомою активністю A_j випромінювання з енергією $E_{\gamma,j}$ гамма-квантів протягом часу t. Потім обробляють отриманий амплітудний спектр, визначаючи кількість імпульсів S_j під відповідним ППП. Тоді за формулою

$$\varepsilon_{j,абс} = \frac{S_j}{A_j t q} , \tag{9.5}$$

де q – табличне значення квантового виходу гамма-квантів з енергією $E_{\gamma,j}$ зразкового ізотопа – розраховують значення абсолютної ефективності реєстрації гамма-квантів з енергією $E_{\gamma,j}$.

Оскільки в основі роботи детектора лежить здатність сцинтилятора поглинати енергію квантів, що падають на нього, то зрозуміло, що і ефективність реєстрації останніх залежить від їхньої енергії – зі зростанням енергії вона повинна зменшуватися за експоненціальним законом. З достатньою точністю енергетичний хід ефективності реєстрації гамма-випромінювання описується логарифмічним поліномом:

$$\ln \varepsilon_{j,абс} = \sum_{i=1}^{M} C_i (\ln E_j)^{i-1}, \qquad (9.6)$$

де $M = 2 \div 5$ – порядок, а C_i – коефіцієнти поліному.

Для побудови енергетичної залежності ходу ефективності реєстрації необхідно мати набір експериментальних даних $\varepsilon_{j.абс}$ для гамма-квантів різних енергій. Їх отримують, використовуючи низку гамма-джерел (або ж одне джерело з відомим набором ізотопів з прокаліброваними активностями), причому бажано, щоб відповідні гамма-лінії рівномірно перекривали весь енергетичний діапазон спектрометра.

Отримавши набір експериментальних даних з ефективностей реєстрації гамма-квантів різних енергій, апроксимують його логарифмічним поліномом (9.6) (наприклад, методом найменших квадратів) і отримують аналітичний вираз енергетичної залежності ефективності реєстрації спектрометром гамма-квантів для заданої геометрії експерименту. Розраховані таким чином коефіцієнти $\varepsilon_{j.абс}$ використовують для визначення активностей досліджуваних проб, які розраховують за формулою:

$$A_j = \frac{S_j}{\varepsilon_{j,абс} t q}. \qquad (9.6)$$

У сучасних спектрометрах усі необхідні табличні дані заносяться програмою обробки в пам’ять комп’ютера, і якісний та кількісний аналіз досліджуваних проб здійснюється автоматично за заданою програмою.

Основними параметрами, що характеризують спектрометр, є його енергетичний діапазон вимірювань, частотне завантаження (часове розділення), енергетичне розділення та чутливість.

Енергетичний діапазон спектрометра визначається переважно лінійністю відношення втрачена енергія-амплітуда імпульсу і для NaI (Tl)-детекторів становить 10 кеВ ÷ 10 МеВ.

Часове розділення детектора визначається часовими характеристиками фізичних процесів, на яких ґрунтується його робота. У сцинтиляційному детекторі часове розділення залежить від часу висвічування сцинтилятора (порядку $10^{-9} \div 10^{-7}$ с для органічних сцинтиляторів та 10^{-7} с – для неорганічних), та розкиду часу, який проходить від моменту потрапляння частинки в сцинтилятор до моменту появи імпульсу на виході ФЕП (порядку $n \times 10^{-10} \div n \times 10^{-9}$ с).

Важливою характеристикою спектрометра є його *максимальне вхідне статистичне завантаження*, тобто максимальна густина потоку частинок (квантів), які потрапляють на детектор, при якій ще не спостерігається спотворення апаратурного спектра. Під такими спотвореннями розуміють розширення ППП та одночасний зсув їхніх центрів. Допустимі значення вхідного статистичного завантаження для спектрометрів, як правило, не перевищують 10^4 імп/с.

Енергетичне розділення W характеризує мінімальну різницю в енергіях двох монохроматичних груп частинок (квантів), при якому вони реєструються як частинки (кванти) з різними енергіями. Воно визначається як відношення ширини піка енергетичного розподілу зареєстрованого монохроматичного випромінювання на половині його висоти dE до енергії цього випромінювання E:

$$W = \mathrm{d}E / E \,. \tag{9.7}$$

Внаслідок статистичної природи реєстрації випромінювання у сцинтиляційних спектрометрах не може бути досягнуте достатньо хороше енергетичне розділення. Як правило, розділення тим вище, чим краща якість оптичної системи, яка збирає світлові кванти на фотокатод фотопомножувача, та чим вища чутливість фотокатода та ефективність збирання електронів на перший динод фотопомножувача. У хороших спектрометрах досягається енергетичне розділення, значення якого не перевищує 0,1 (або ж 10 %).

Під *чутливістю реєстрації* ϑ спектрометра розуміють відношення кількості S_j моноенергетичних гамма-квантів, які реєструються у ППП за одиницю часу, до густини потоку таких же квантів, який падає на вхідне вікно детектора. Для характеристики детектора використовують випромінювання точкового препарата ^{60}Co з енергією 1332,48 кеВ, який розміщують на відстані R = 250 мм від його поверхні по осі детектора. Тоді

$$\vartheta = \frac{S_j}{F_j} 4\pi R^2 \tag{9.8}$$

і характеризує площу в мм^2 вхідного вікна гіпотетичного детектора з 100 % ефективністю реєстрації гамма-квантів.

Порядок виконання роботи

1. Ознайомитися з роботою багатоканального аналізатора імпульсів.
2. Увімкнути напругу живлення попереднього та спектрометричного підсилювачів.
3. Згідно з інструкцією з експлуатації увімкнути аналізатор та прогріти його протягом 30 хв.
4. Здійснити енергетичне градуювання спектрометра, для чого:
   - поставити на детектор на віддалі 250 мм від його торця по осі джерела ^{137}Cs (E_γ=661,662кеВ) та ^{60}Co (E_γ=1173,22 кеВ і 1332,4 кеВ) з набору зразкових спектрометричних гамма-джерел;
   - виставити на пульті керування аналізатора час набору 600 с;
   - здійснити набір амплітудного спектра та виділити ППП, зумовлені реєстрацією випромінювання досліджуваних ізотопів;
   - згідно з інструкцією з експлуатації провести енергетичне градуювання спектрометра;
   - визначити півширину ППП.
5. Зареєструвати кількість імпульсів під ППП, зумовлених випромінюванням ^{137}Cs та ^{60}Co, без урахування фонового п’єдесталу.
6. Аналогічно зареєструвати спектри випромінювання ^{241}Am і ^{22}Na; здійснити їхнє опрацювання та зареєструвати кількості імпульсів під відповідними ППП.
7. Зареєструвати спектр випромінювання гамма-джерела невідомого ізотопного складу у тій же геометрії вимірювань.
8. Вимкнути апаратуру.
9. Взявши значення активностей та квантових виходів з паспорта на зразкові спектрометричні гамма-джерела, перерахувати відповідні значення активностей на час вимірювань.
10. Розрахувати за формулами (9.5), (9.7), (9.8) значення енергетичного розділення, абсолютних ефективностей реєстрації та чутливостей реєстрації для відповідних енергій. Дані занести в таблицю.
11. Побудувати графіки залежностей енергетичного градуювання та енергетичного ходу ефективності реєстрації гамма-квантів.
12. Провести якісний та кількісний аналіз джерела випромінювання невідомого ізотопного складу. Результати оформити у вигляді таблиці.

Примітка. Спеціальну літературу за темою цієї лабораторної роботи можна знайти в загальному списку літератури [3-8].

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА 10

ВИЗНАЧЕННЯ ПОТУЖНОСТІ ДОЗИ ІОНІЗУЮЧОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ

Чисельною мірою, що визначає величину впливу іонізуючого випромінювання (ІВ) на речовину є група фізичних величин, які об'єднує загальне поняття *доза*. В загальному випадку під *дозою* (D) мають на увазі частину енергії ІВ, що передана речовині, яка віднесена до одиниці маси цієї речовини:

$$D = \frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}m}. \tag{10.1}$$

Оскільки доза визначається насамперед поглинальною здатністю речовини щодо певного типу випромінювання, то можна перетворити вираз із означення дози так:

$$D = \frac{\Delta E}{m} = \int_0^t \frac{\varphi E_\gamma}{m}\mathrm{d}\tau = \int_0^t \mu_{km}\varphi E_\gamma \mathrm{d}\tau, \tag{10.2}$$

де φ – густина потоку ІВ (кількість частинок, що проходить через одиницю площі поверхні сфери елементарного об'єму за одиницю часу); μ_{km} – масовий коефіцієнт перетворення енергії ІВ в енергію утворених під дією ІВ електронів (для невеликих енергій γ-квантів цей коефіцієнт наближено дорівнює масовому коефіцієнтові поглинання $\mu_{m=}\ \mu/\rho$); E_γ – енергія γ-кванта.

Швидкість лічби газорозрядного лічильника n пов'язана з густиною потоку ІВ через ефективність лічильника ε так

$$n = \varphi\varepsilon S_C, \tag{10.3}$$

де S_C – площа поперечного перерізу лічильника.

Підставляючи останній вираз у формулу (10.2), отримаємо у випадку постійного в часі значення густини потоку ІВ:

$$D = \mu_{km}\varphi E t = \frac{\mu_{km} n E t}{S_C \varepsilon}. \tag{10.4}$$

Відповідно потужність дози ІВ становитиме:

$$\dot{D} = \frac{\mu_{km} E}{S_C \varepsilon} n. \qquad (10.5)$$

У цьому співвідношенні ефективність лічильника ε та масовий коефіцієнт поглинання μ_{km} є функціями енергії ІВ. Енергетична залежність величини μ описана в лаб. роботі 3, а енергетична залежність ефективності лічильника, відповідно в лаб. роботі 5. Зважаючи на те, що величина коефіцієнта поглинання μ в області енергій γ-квантів 0,5÷3,0 МеВ для більшості речовин катодів лічильників практично не залежить від їхньої енергії, основними обмежуючими факторами стосовно використання лічильників Гейгера-Мюллера в дозиметрії є необхідність інформації про енергію падаючих γ-квантів та ефективність лічильника, відповідну для цієї енергії. Ідеальним з цього погляду міг би бути лічильник, для якого ефективність реєстрації лінійно зростає зі збільшенням енергій падаючих γ-квантів у всьому діапазоні їхніх енергій. Іншим шляхом вдосконалення лічильників є створення шаруватих катодів, для яких $\varepsilon = const$.

Принципово іншим методом вимірювання дози (та потужності дози) є визначення кількості утворених у речовині пар іонів (у випадку повного поглинання частинок ІВ), якщо відома енергія утворення однієї пари іонів. На такому принципі роботи ґрунтуються іонізаційні камери, які працюють у так званому «режимі насичення» або на «ділянці закону Ома» (див. Вступ) залежності величини амплітуди відгуку газонаповненої системи від напруги на її електродах. У цьому випадку заряд, утворений у речовині, визначається співвідношенням величини поглинутої енергії ΔE до *енергії утворення однієї пари іонів* W:

$$Q = eN_i = e\frac{\Delta E}{W} = e\frac{D}{W}m. \qquad (10.6)$$

Відповідно, іонізаційний струм I_0, утворений під дією ІВ визначатиметься потужністю дози ІВ:

$$I_0 = e\frac{\dot{D}}{W}m. \qquad (10.7)$$

У загальному випадку під *іонізаційним струмом* мають на увазі струм насичення іонізаційного пристрою, при якому *всі* утворені під дією ІВ заряди збираються на відповідних електродах. Очевидно також, що відносна кількість зібраних іонів залежатиме від напруженості поля, коефіцієнта рекомбінації іонів тощо. Відношення іонізаційного струму у заданих умовах I до струму насичення I_0 називається ефективністю збирання іонів f:

$$f = \frac{I}{I_0} \tag{10.8}$$

Серед багатьох виразів, що описують залежність ефективності збирання іонів від параметрів іонізаційної камери, найчастіше користуються формулою Боуга:

$$f = \frac{2}{\left(1 + \sqrt{1 + \frac{2}{3}\xi^2}\right)}. \tag{10.9}$$

Тут

$$\xi = \sqrt{\alpha N}\,\frac{h^2}{U\sqrt{k_1 k_2}}, \tag{10.10}$$

де N – кількість утворених за одиницю часу в одиниці об'єму пар іонів; α – коефіцієнт рекомбінації іонів; h – ефективна відстань між електродами іонізаційної камери; k_1, k_2 – рухливості додатних та від'ємних іонів відповідно.

Аналіз формули Боуга свідчить, що ефективність збирання іонів прямо пропорційна до напруги між електродами та обернено пропорційна до кореня з кількості утворених пар іонів або потужності дози:

$$f \approx \frac{U}{\sqrt{N}} \approx \frac{U}{\sqrt{\dot{D}}}. \tag{10.11}$$

Отже, для точних вимірювань (у яких сталою залишається величина ефективності збирання іонів) слід підтримувати сталим відношення напруги на електродах до кореня з потужності дози. У серійних приладах цього досягають, розбиваючи діапазон вимірювань на декілька піддіапазонів, де це співвідношення виконується з допустимою для дозиметрії точністю.

Порядок виконання роботи

1. Підготувати установку до вимірювань. Увімкнути установку за допомогою вимикача «СЕТЬ», дати прогрітися 5 хв.
2. Натиснути кнопку «УСТАНОВКА»: на індикаторі повинен з'явитися напис «SET». Виставити бажаний час вимірювання кнопками «+» та «–». Повторним натисненням кнопки «УСТАНОВКА» вимкнути режим встановлення часу вимірювань.

3. Для початку проведення вимірювань натиснути кнопку «ПУСК» і дочекатися закінчення рахунку імпульсів. Для повторного вимірювання з метою «обнулення» результатів попередньо натиснути кнопку «СБРОС».
4. Встановити радіоактивний препарат з відомою схемою розпаду почергово на три різні відстані від детектора і провести вимірювання швидкості лічби в кожному випадку.
5. Обчислити потужність дози ІВ за формулою:

$$\dot{D} = \frac{E_\gamma \mu}{S_C \varepsilon \rho} n .$$

6. Увімкнути пристрій РКС-01 «СТОРА-ТУ» і підготувати його до вимірювань.
7. Провести вимірювання потужності дози ІВ від радіоактивного препарату на тих самих відстанях, що й у випадку вимірювань за допомогою лічильника.
8. Порівняти отримані результати, які слід виразити в одиницях системи СІ (Гр/с).

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА 11

ВИЗНАЧЕННЯ ЕНЕРГІЇ α-ЧАСТИНКИ ЗА ЇЇ ПРОБІГОМ

Альфа-частинки – це двічі іонізовані атоми гелію He, які мають заряд +2e, складаються з 4 нуклонів – 2 протонів і 2 нейтронів. Альфа-частинки виникають під час радіоактивного розпаду атомних ядер, а також у різних ядерних реакціях. Частинки з відносно невеликою енергією можна отримати шляхом іонізації атомів гелію. Основними силами взаємодії альфа-частинки з речовиною є кулонівські сили, основними процесами взаємодії – процеси пружного розсіювання та іонізаційного гальмування. Пружне розсіювання – процес взаємодії двох частинок, у якому сумарна кінетична енергія цих частинок зберігається і відбувається лише її перерозподіл між частинками. Самі ж частинки змінюють напрям свого руху, тобто відбувається процес розсіювання. Проходячи через речовину, альфа-частинки практично не розсіюються на електронах середовища, оскільки їхня маса набагато більша від маси електрона ($M_\alpha = 7350m_e$).

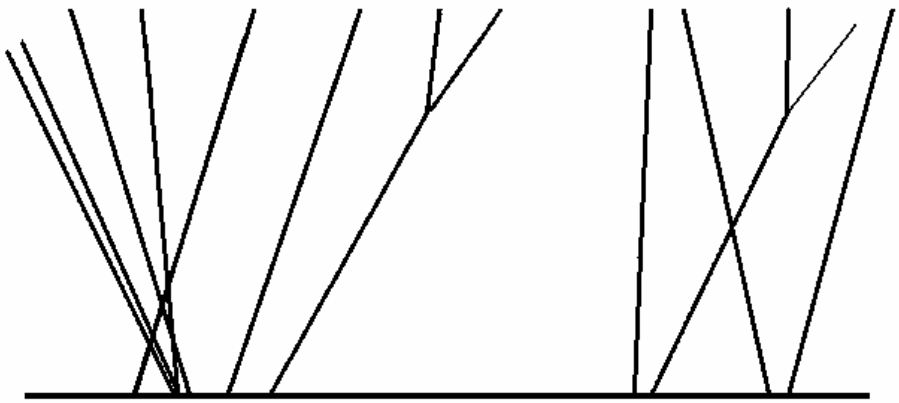


Рис. 11.1. Сліди альфа-частинки в камері Вільсона

Пружне розсіювання зарядженої частинки на важкому ядрі описується формулою Резерфорда:

$$N(\varphi) = 0,25Nnd\left(\frac{Zze^2}{mv^2}\right)^2 \frac{1}{\sin^4(\varphi/2)}\ , \qquad (11.1)$$

де $N(\varphi)$ – кількість частинок в одиниці тілесного кута під кутом φ; N – кількість частинок, що падають на 1 см^2 мішені за 1с; n – кількість ядер в 1 см^3 мішені; d – товщина мішені; ze – заряд частинки; Ze – заряд ядра-розсіювача; m – маса частинки; v – її швидкість.

На рис. 11.1 зображені треки альфа-частинок у кисні в камері Вільсона. Чітко видно дві «вилки» – сліди альфа-частинки, розсіяної на ядрі, і ядра віддачі.

Іонізаційне гальмування

У механізмі іонізаційного гальмування енергія зарядженої частинки витрачається на іонізацію і збудження атомів середовища, через яку вона проходить. Квантово-механічний розгляд процесу гальмування приводить до такого виразу для втрати енергії нерелятивістської частинки на одиницю шляху:

$$-\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}=\frac{4\pi ne^4z^2Z^2}{m_0v^2}\ln\frac{2m_0v^2}{\xi}, \qquad (11.2)$$

де n – кількість електронів в 1 см^3; $\xi=(13{,}5Z)\times1{,}6\times10^{-12}$ ерг – середній іонізаційний потенціал атомів поглинаючої речовини.

Питома втрата енергії зарядженої частинки на іонізацію пропорційна до квадрату заряду частинки, концентрації електронів у середовищі і деякої функції швидкості частинки і не залежить від маси m частинки, тобто:

$$-\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\approx z^2n_e\varphi(v). \qquad (11.3)$$

Пробіг частинки R можна визначити як відстань, яку проходить частинка до моменту повної втрати енергії. Характерною особливістю альфа-частинок є існування у них визначеного пробігу: треки альфа-частинок у камері Вільсона є прямими лініями однієї довжини з невеликим розкидом. Величина пробігу частинки визначається втратами енергії в процесі її руху і залежить від енергії частинок (рис. 11.2). Якщо швидкості $v\geq2{,}5\times10^7$ м/с ($E\geq15$ МеВ), то величина пробігу R описується законом Відінгтона:

$$R=\frac{v_0^4}{4a}, \qquad (11.4)$$

де

$$a=\frac{4\pi\, nz^2e^4}{m_0M}A. \qquad (11.5)$$

Якщо ж швидкості альфа-частинок $(1\div2{,}5)\times10^7$ м/с ($E\geq4\div15$ МеВ), для R виконується закон Гейгера:

$$R = \frac{v_0^3}{3b}, \tag{11.6}$$

де

$$b = \frac{4\pi\, nz^2 e^4}{m_0 M} B\,. \tag{11.7}$$

Альфа-частинки з енергією 4÷10 МеВ, що випромінюються природними радіоактивними елементами, також підлягають законові Гейгера. Можна переконатись, що для різних частинок з однаковими швидкостями в одному й тому ж середовищі величини пробігу пропорційні до відношення M/z^2 для кожної частинки.

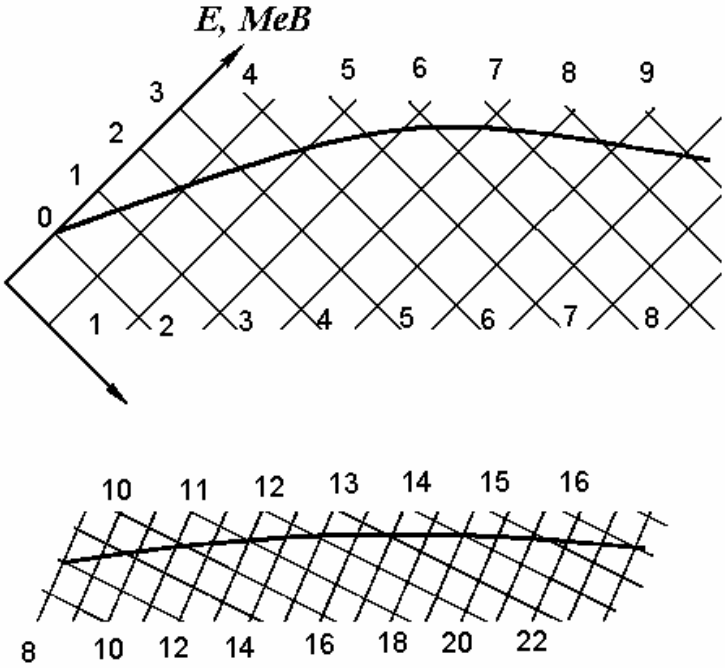


Рис. 11.2. Зв’язок між енергією (МеВ) та середнім пробігом (см) для альфа-частинки в повітрі при 760 мм рт. ст. і 15 ^{0}C

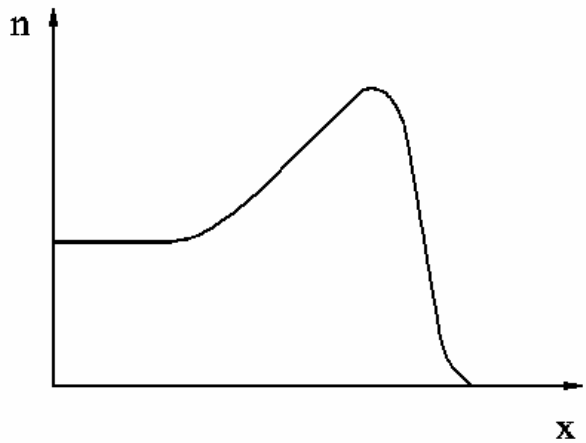


Рис. 11.3. Крива Брегга

Залежність питомої іонізації від відстані, пройденої частинкою, описує крива Брегга (рис. 11.3).

Втрата енергії або гальмування альфа-частинки в середовищі супроводжується іонізацією. Повною іонізацією називається кількість пар іонів, утворених альфа-частинкою на всьому шляху, питомою – кількість пар іонів, утворених зарядженою частинкою на одиниці шляху.

Для альфа-частинок, що випромінюються природними радіоактивними елементами, величина пробігу мала б бути однаковою для всіх частинок (монохроматичне випромінювання). Однак досліди свідчать, що це не так.

Якщо досліджувати паралельний пучок альфа-частинок, змінюючи відстань x між джерелом і детектором, то виявляється, що кількість частинок N у пучку буде приблизно однаковою до якогось визначеного значення x, а потім падає, але не відразу до нуля, а з деяким нахилом (рис. 11.4, крива 1).

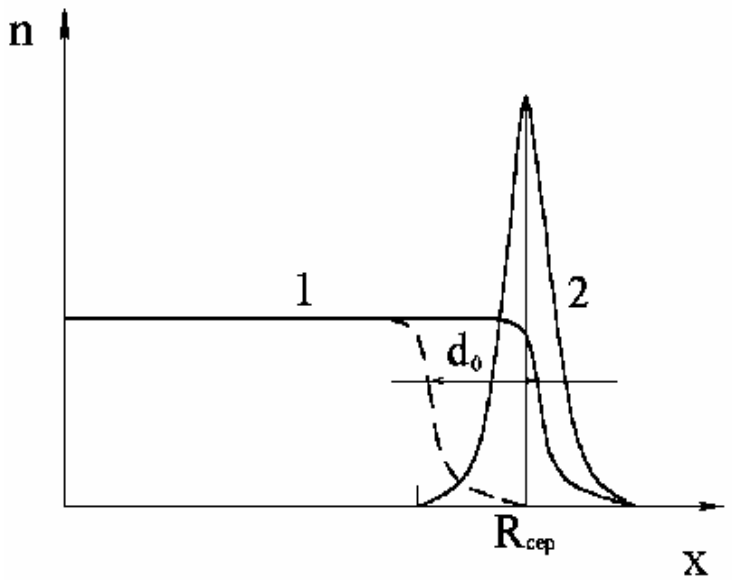


Рис. 11.4. Залежність числа альфа-частинок, що пройшли через середовище, від його товщини

Якщо цю криву продиференціювати і побудувати графік залежності величини N від товщини шару x, то отримаємо криву 2 (рис. 11.4). Ця крива має різкий максимум при $x = R_{сер}$, який вказує на те, що більшість альфа-частинок має визначений пробіг з деяким розкидом в обидва боки. Величина $R_{сер}$ називається середнім пробігом, а величина розкиду – *страгглінгом* (від англійського слова «straggle» – бути розкиданим).

Які ж причини страгглінгу? По-перше – флуктуація кількості атомів, які трапляються зарядженій частинці на її шляху. Кількість іонів, які створює частинка, тобто втрата нею енергії, залежатиме від цього.

По-друге, частинка на своєму шляху перезаряджається. Якщо скерувати через камеру Вільсона пучок альфа-частинок з малими швидкостями (пропустивши попередньо його через фільтри), то в треках альфа-частинок

можна спостерігати розриви – це ділянки шляху, на яких частинка є нейтральною. Під час проходження через середовище до альфа-частинки можуть «прилипнути» один або два електрони, тобто на своєму шляху вона може мати різний заряд, який впливає на пробіг і розкид (страгглінг).

Крім середнього пробігу альфа-частинки, існує поняття екстрапольованого пробігу $R_{сер}$. Крива 1 на рис. 11.4 має майже прямолінійну ділянку на значному проміжку поблизу кінця пробігу, де є стрімкий спад. Екстрапольований пробіг отримують продовженням цієї ділянки до перетину з віссю абсцис. Екстрапольований пробіг завжди більший за середній. Часто середній пробіг визначається як товщина речовини, що поглинає половину частинок.

Існує зв'язок між пробігом $R_{сер}$ у повітрі та енергією E_α альфа-частинки:

$$R_{сер} = 0{,}318 E_\alpha^{3/2} \quad , \tag{11.8}$$

і між енергією та періодом піврозпаду:

$$\lg \lambda = a \lg E + b = \lg(\ln(2/T_{1/2})), \tag{11.9}$$

де a, b – константи.

Вираз (11.9) описує закон Гейгера- Неттола. Поглинання альфа-частинок у рідинах і твердих тілах подібне до поглинання їх у повітрі в тому розумінні, що і тут у кожній речовині частинки мають деякий пробіг. Для вивчення поступового поглинання випромінювання на шляху частинок встановлюють екрани і фільтри, виготовлені з тонкої фольги металу. Такі досліди показали, що форма кривої поглинання практично не змінюється. Крива тільки зміщується паралельно до осі x на величину d_0 (рис. 11.4, крива 1). Крива 1 відповідає поглинанню пучка в повітрі, крива 1' – поглинанню в повітрі і матеріалі екрана. Величина зсуву d_0 відповідає зменшенню пробігу частинок і називається *повітряним еквівалентом* фільтра товщиною d. Повітряний еквівалент є важливою характеристикою цього екрана, хоча величина його змінюється залежно від відстані між екраном та джерелом випромінювання. Дослід показує, що для одного й того ж екрана величина d_0 зменшується, наближаючись до кінця пробігу альфа-частинки.

Втрата енергії на одиницю шляху пропорційна до атомної концентрації речовини, яка у свою чергу пропорційна до відношення густини речовини до атомної ваги. З цього погляду пробіг R у середовищі з густиною ρ і атомною масою A можна виразити через пробіг R_0 у повітрі:

$$R = R_0 \frac{\rho_0}{\rho} \frac{A}{A_0}. \tag{11.10}$$

Однак співвідношення (11.10) суперечить звичайним даним. Річ у тому, що різні атоми спричинюють різне гальмування. Щоб врахувати вплив поглинання різних атомів, вводять поняття *атомної гальмівної здатності*. Гальмівна здатність атомів будь-якої простої речовини визначається так. Нехай R і R_0 – пробіги частинки у речовині, яку досліджуємо, і речовині порівняння (здебільшого – у повітрі); ρ і ρ_0 – густини цих речовин; A і A_0 – їхні атомні маси. Відносну атомну гальмівну здатність η тоді визначають за формулою:

$$\eta = \frac{R_0 \rho_0 A}{R \rho A_0}. \qquad (11.11)$$

Замість того, щоб відносити гальмівну здатність до повного пробігу, її часто відносять до еквівалентних частин пробігів у порівнюваних речовинах. У цьому випадку формула (11.11) набуває вигляду:

$$\eta = \frac{d_0 \rho_0 A}{d \rho A_0}, \qquad (11.12)$$

де d – товщина фільтра з досліджуваної речовини, d_0 – його повітряний еквівалент. Величина η має простий фізичний зміст: це відношення кількості умовних атомів повітря до кількості атомів хімічного елемента, що однаково затримують альфа-частинки. Знання гальмівної здатності дає змогу за відомим пробігом альфа-частинки в повітрі розрахувати її пробіг у будь-якій речовині. Якщо речовина – це суміш кількох елементів, то її гальмівна здатність дорівнює сумі гальмівних здатностей елементів, що входять до складу речовини. Існує також емпірична формула для розрахунку атомної гальмівної здатності для будь-якого середовища стосовно гальмівної здатності повітря ($\eta = 1$):

$$\eta_{сер} = 0,563 \frac{Z}{\sqrt{Z+10}}, \qquad (11.13)$$

де Z – атомний номер поглинача.

Методи визначення енергії альфа-частинок

1. Визначення енергії альфа-частинок за величиною пробігу. Енергія альфа-частинки пов’язана з величиною її пробігу (див. формулу (11.8)). Пробіг можна визначити електростатичним методом, вимірюванням довжини треку альфа-частинки в камері Вільсона, з допомогою імпульсних іонізаційних камер, вимірюванням залежності числа альфа-частинок, що пройшли через середовище, від товщини середовища та іншими.

2. Визначення енергії альфа-частинок за викликаною ними повною іонізацією. Цей метод грунтується на тому, що за певних умов іонізація, яка створюється частинками в газі, пропорційна до енергії заряджених частинок. Використовуючи іонізаційну камеру з лінійним підсилювачем, можна визначити енергію частинок за величиною іонізації, яка створюється ними. При цьому, зазвичай, проводиться відносне вимірювання енергії через порівняння вимірюваної іонізації з іонізацією газу від частинок з відомою енергією. Основною вимогою цього методу є те, що в обох вимірюваннях частинки мусять повністю втратити свою енергію в газі камери.

3. Методи магнітного аналізу. Найточніше визначити енергію заряджених частинок можна з допомогою магнітного аналізу з використанням магнітних спектрометрів різних типів. Заряджена частинка в магнітному полі змінює свою траєкторію; цей ефект і покладений у принцип побудови таких приладів. Широке застосування магнітних спектрометрів пояснюється тим, що магнітне поле, крім розкладу частинок у спектр за енергіями, проводить і їхнє просторове фокусування. Внаслідок цього на місці реєстрації збираються частинки певної енергії, що вилітають з джерела в межах великого тілесного кута. Чим більший тілесний кут і менша область, де збираються частинки цієї енергії для реєстрації, тим кращими якостями володіє спектрометр.

Аналіз енергетичних спектрів різних альфа-випромінювачів показує, що поряд з речовинами, спектр яких складається з однієї групи альфа-частинок, існують речовини, що мають складний спектр частинок. У складі альфа-спектрів спостерігаються інколи частинки з дещо меншими енергіями, а іноді і довгопробіжні альфа-частинки з енергіями значно більшими, ніж в основній, найінтенсивнішій групі тонкої структури альфа-спектра. Інтенсивність довгопробіжних альфа-частинок мала.

Існування в альфа-спектрах різних груп альфа-частинок відповідає енергетичним переходам між різними станами ядер. Випромінювання основної групи альфа-частинок з однією енергією відповідає енергетичному переходові між основними станами вихідного і кінцевого ядра. Якщо відбувається перехід на збуджені стани дочірнього ядра чи, навпаки, зі збудженого стану материнського ядра, то енергія альфа-частинок буде меншою або більшою від нормальної. Перший випадок відповідає виникненню тонкої структури альфа-спектра, другий – появі довгопробіжної частинки.

Порядок виконання роботи

1. Підготувати установку до вимірювань. Увімкнути установку за допомогою вимикача «СЕТЬ», дати прогрітися 5 хв.
2. Натиснути кнопку «УСТАНОВКА»: на індикаторі повинен з'явитися напис «SET». Виставити бажаний час вимірювання кнопками «+» та «–». Повторним натисненням кнопки «УСТАНОВКА» вимкнути режим встановлення часу вимірювань.

3. Для початку проведення вимірювань натиснути кнопку «ПУСК» і дочекатися закінчення рахунку імпульсів. Для повторного вимірювання з метою «обнулення» результатів попередньо натиснути кнопку «СБРОС».
4. Отримавши джерело альфа-випромінювання від викладача, зняти залежність кількості імпульсів від відстані між джерелом і детектором, починаючи з мінімальної відстані. Вимірювання кількості імпульсів виконувати у двох режимах: при відкритому та при закритому листом паперу вікні детектора. Переміщення джерела виконувати з кроком 1 мм. Різниця кількості імпульсів $N(x)$, отриманих у двох режимах, дозволить уникнути впливу низько-енергетичного гамма-випромінювання, притаманного джерелу альфа-випромінювання, а також фонового випромінювання.
5. Здати джерело альфа-частинок, вимкнути прилади.
6. Побудувати графіки залежності $N(x)$ та $\frac{dN}{dx}(x)$ і визначити з цього графіка $R_{сер}$.

   При побудові залежностей врахувати поправку на тілесний кут вікна детектора, який змінюється зі зміною відстані між джерелом і детектором (див. лаб. 7).
7. Користуючись формулою (11.8) визначити енергію альфа-частинки.
8. Порівняти отримане значення енергії альфа-частинки з табличним значенням для досліджуваного альфа-джерела.

Примітка 1. Час експозиції кожного виміру та кількість вимірів при сталій відстані між джерелом і детектором вказує викладач.

Примітка 2.

Табл. 1. Значення R у повітрі при 15 ^{0}C і 760 мм рт. ст. для деяких α-радіоактивних елементів:

Уран ^{238}U – 2,72 см	Радій ^{226}Ra – 3,29 см
Уран ^{234}U – 3,24 см	Полоній ^{210}Po – 3,87 см
Торій ^{232}Th – 2,87 см	

Табл. 2. Середні гальмівні здатності деяких простих речовин:

Повітря	= 1,0	O_2	= 1,06
H_2	= 0,22	Ag	= 3,2
He	= 0,35	Sn	= 3,3
N_2	= 0,99	Pb	= 4,4

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА 12

ВИВЧЕННЯ РОБОТИ ДОЗИМЕТРИЧНИХ ТА РАДІОМЕТРИЧНИХ ПРИЛАДІВ

Забезпечення життя, здоров'я та майна людей від негативного впливу іонізуючих випромінювань, спричинених практичною діяльністю, а також у випадках радіаційних аварій регламентується Законами України «Про захист людини від впливу іонізуючих випромінювань», «Про забезпечення санітарного та епідемічного благополуччя населення», «Про використання ядерної енергії та радіаційну безпеку», «Про поводження з радіоактивними відходами» тощо. Система принципів, критеріїв, нормативів та правил, виконання яких є обов'язковою нормою в політиці держави щодо забезпечення протирадіаційного захисту людини та радіаційної безпеки, викладена в «Нормах радіаційної безпеки України (НРБУ-97)», які вступили в дію з 1 січня 1998 р.

Біологічна дія іонізуючого випромінювання зумовлюється енергією, яка вивільняється при опроміненні ним організму. Оскільки різні типи іонізуючого випромінювання володіють різною проникаючою, та іонізуючою здатністю, то вони неоднаково діють на тканини живого організму. Найбільшою іонізуючою здатністю характеризується α-випромінювання, однак, внаслідок малої проникності воно затримується в верхньому шарі шкіри, який утворений клітинами, що відмерли. Завдяки цьому α-випромінювання стає небезпечним лише тоді, коли його джерело потрапляє всередину організму. β-випромінювання проникає в товщу тканин на 1÷2 см і для внутрішніх життєво важливих органів є небезпечним лише при проникненні β-частинок в організм. Найбільшу проникну здатність має γ-випромінювання, і тому воно є небезпечним для всіх органів як при зовнішньому, так і при внутрішньому опроміненні.

Тому шкода, викликана опроміненням, залежить від кількості переданої ним енергії – так званої дози опромінення. Взагалі кажучи, дози опромінення можна розрахувати по-різному, в залежності від того, які цілі ставляться.

Зупинимося коротко на основних термінах та поняттях.

Дозиметрія – вимірювання, дослідження і теоретичні розрахунки характеристик іонізуючих випромінювань (і їхньої взаємодії з середовищем), від яких залежать радіаційні ефекти в опромінюваних об'єктах живої і неживої природи. Радіаційні ефекти, зокрема іонізація частинок середовища, залежать від поглинутої енергії випромінювання.

Поглинута доза D – середня енергія $\overline{dE}$, передана випромінюванням речовині в деякому елементарному об'ємі, поділена на масу речовини dm у цьому об'ємі:

$$D = \frac{\mathrm{d}\overline{E}}{\mathrm{d}m}, \tag{12.1}$$

Одиниця вимірювання в системі СІ – грей, Гр (1 Гр=1 Дж/кг).

Іноді використовується спеціальна одиниця поглинутої дози – рад (1 рад=100 ерг/г=0,01 Гр).

Особливістю поглинутої дози є те, що вона є інтегральною характеристикою і не враховує різного ступеня шкідливості різних видів випромінювання. Так, при однаковій поглинутій дозі альфа-випромінювання набагато небезпечніше, ніж бета- і гамма-випромінювання (вважається, що альфа-випромінювання в 20 разів небезпечніше для тканин організму, ніж бета- і гамма-). Тому для вияснення дійсного впливу необхідно помножити поглинуту дозу на відповідні коефіцієнти W_R, які характеризують здатність певного виду випромінювання пошкоджувати живі тканини. Отримана таким чином доза називається *еквівалентною дозою H* і вимірюється в *Зівертах* (Зв, Sv):

$$H = D \cdot W_R, \tag{12.2}$$

$$1\text{Зв} = 1\ \text{Гр}/W_R = 100\ \text{рад}/W_R = 100\ \text{бер}.$$

Для рентґенівського, гамма- та бета-випромінювання 1 Зв рівний поглинутій дозі в 1 Дж/кг.

Зауважимо, що еквівалентна доза використовується для врахування шкідливих ефектів біологічної дії різних видів іонізуючого випромінювання при хронічному опроміненні людини малими дозами, величина яких не перевищує 250 мЗв/рік і не може бути використана для врахування наслідків аварійного опромінення. Так, при однаковій еквівалентній дозі опромінення виникнення раку легенів більш імовірне, ніж раку щитовидної залози; опромінення статевих органів особливо небезпечне внаслідок генетичних пошкоджень. Тому при розрахунках доз опромінення різних органів необхідно враховувати відповідні коефіцієнти впливу однотипного випромінювання на різні органи. Тому вводиться поняття *ефективної еквівалентної дози* опромінення, яка відображає сумарний ефект опромінення цілого організму і визначається як сума добутків еквівалентних доз в окремих органах і тканинах H_T та відповідних тканинних зважуючих факторів W_T:

$$E = \sum H_T W_T \tag{12.3}$$

Доза еквівалентна в органі або тканині (H_T) – величина, яка визначається як добуток поглинутої дози D_T в окремому органі на радіаційний зважуючий фактор W_R

$$H_T = D_T \cdot W_R \tag{12.4}$$

Радіаційний зважуючий фактор W_R – коефіцієнт, що враховує відносну біологічну ефективність різних видів іонізуючого випромінювання. Використовується винятково при розрахунку ефективної та еквівалентної дози.

Тканинний зважуючий фактор W_T – коефіцієнт, який враховує відносний стохастичний ризик опромінення окремої тканини. Використовується винятково при розрахунку ефективної дози.

Експозиційна доза X – відношення повного заряду dQ носіїв одного знака, що утворюються в повітрі при повному гальмуванні всіх вторинних електронів, утворених фотонами в елементарному об'ємі повітря, до маси повітря dm в цьому об'ємі:

$$X = \frac{\mathrm{d}Q}{\mathrm{d}m} \tag{12.5}$$

Потужність дози (поглинутої, еквівалентної, експозиційної) – відношення приросту дози dD (dH, dX) за малий проміжок часу до тривалості цього проміжку:

$$\dot{D}(\dot{H}, \dot{X}) = \frac{\mathrm{d}D(\mathrm{d}H, \mathrm{d}X)}{\mathrm{d}t}. \tag{12.6}$$

Гамма-стала (іонізаційна стала) – відношення потужності експозиційної дози $\dot{X}$, утворюваної γ-випромінюванням точкового ізотропного джерела певного радіонукліда без початкової фільтрації на віддалі l, помноженій на квадрат цієї віддалі, до активності A цього джерела:

$$\Gamma = \frac{\dot{X} l^2}{A}. \tag{12.7}$$

Числові значення γ-сталої для різних радіонуклідів наводяться в довідковій літературі (див. табл. 4 (додаток 2)). Знаючи активність джерела на момент розрахунку, відстань до нього та його гамма-сталу можна розрахувати потужність експозиційної дози від цього джерела:

$$\dot{X} = \frac{\Gamma \cdot A}{l^2}. \tag{12.8}$$

Дозиметричні прилади – пристрої для вимірювання доз іонізуючих випромінювань і їхніх потужностей. Існують дозиметричні прилади для вимірювання одного виду опромінення (наприклад нейтронні дозиметричні прилади, γ-дозиметричні прилади) або для вимірювання в полях змішаного випромінювання. Основні частини дозиметричних приладів – детектор та вимірювальний пристрій. Залежно від типу детектора більшість дозиметричних приладів поділяються на іонізаційні (з іонізаційною камерою, пропорційними лічильниками, лічильниками Гейгера-Мюллера), радіолюмінесцентні

(сцинтиляційні, термо- і фотолюмінесцентні). Дозиметричні прилади з іонізаційною камерою можуть використовуватись для всіх видів випромінювань як вимірювачі експозиційної дози та/або поглинутої дози, або керми.

Керма – сума початкових кінетичних енергій заряджених частинок, утворених в одиниці маси опромінюваного середовища внаслідок дії опосередковано іонізуючого випромінювання (нейтрони, рентґенівські і γ-кванти).

Деякі дозиметричні прилади з іонізуючою камерою використовують для оцінки еквівалентної дози.

Дозиметричні прилади з пропорційними лічильниками дозволяють, крім вимірювань зібраного заряду, вимірювати спектр лінійної передачі енергії. При рівних поглинутих дозах вплив випромінювання залежить також від його виду і інших характеристик, т.зв. «*якості*» випромінювання. Кількісною характеристикою «якості» спочатку була середня густина іонізації, потім почали застосовувати *лінійну передачу енергії* (ЛПЕ) – енергію, передану іонізуючою частинкою речовині в заданому околі її траєкторії на одиницю шляху її траєкторії.

Покази дозиметричних приладів з лічильниками Гейгера-Мюллера не можна безпосередньо пов'язати зі значеннями поглинутої чи експозиційної доз. Однак, підбором геометрії лічильника, матеріалу стінок, введенням спеціальних фільтрів можна зробити їх приблизно пропорційними кермі або експозиційній дозі в обмеженому діапазоні енергій частинок.

Сцинтиляційні дозиметричні прилади, проградуйовані за швидкостями відліку, придатні для вимірювань густини потоків частинок (а не дози), хоча, з огляду на приблизну постійність енергетичного виходу радіолюмінесценції, вони можуть вимірювати дози.

Термолюмінесцентні і, в меншій мірі, фотолюмінесцентні дозиметричні прилади поширені як індивідуальні дозиметри для осіб, що зазнають опромінення. Калориметричні дозиметричні прилади через низьку чутливість використовують для абсолютних вимірювань поглинутих доз в інтенсивних полях випромінювання.

Радіометрія в ядерній фізиці – сукупність методів вимірювання активності A (числа розпадів за одиницю часу) радіонуклідів. Масові вимірювання активності A проводять відносними методами – порівнянням досліджуваних радіоактивних джерел зі зразковими або використанням відкаліброваних установок. Для створення зразкових джерел застосовують абсолютні методи вимірювання активності. У найпростіших з них використовують газорозрядні так звані «4π-лічильники» α-, β-частинок і X- випромінювання. Абсолютні вимірювання проводять також з допомогою іонізаційних камер, напівпровідникових детекторів, калориметрів тощо. Якщо вдається визначити число M атомів радіонукліда в джерелі, то

$$A = \lambda M \cdot \ln\left(\frac{2}{T_{1/2}}\right), \qquad (12.9)$$

де λ – стала розпаду; $T_{1/2}$ – період піврозпаду. І навпаки – знаючи активність радіонукліда (в Бк/кг), за цією формулою можна визначити число атомів M. Для абсолютних вимірювань активності нуклідів, розпад яких супроводжується каскадним випромінюванням, використовують метод збігів. Установки з двома детекторами настроюють таким чином, щоб окремо реєструвати випромінювання різного типу або різної енергії. Тоді:

$$A = \mathrm{F}\left(\frac{N_2}{N_{12}}\right) \cdot N_1 \cdot \frac{N_2}{N_{12}} \qquad (12.10)$$

де N_1 і N_2 – швидкості відліку кожного з детекторів, N_{12} – швидкість відліку збігів, а функція $\mathrm{F}(N_2/N_{12}) \to 1$.

Однією з форм калібрування установки є зняття залежності імовірності реєстрації (або величини утворюваного ефекту) від енергії випромінювання («криві ефективності»). Методи радіометрії застосовують при вирішенні різноманітних задач – від досліджень методом радіоізотопних індикаторів до датування в археології та геології.

Радіометр – прилад для вимірювання активності A радіоактивних джерел, числа частинок або квантів N, густини потоку частинок φ.

Питома активність A_m – відношення активності радіонукліда в зразку до маси цього зразка; одиниця вимірювання Кі/кг або Бк/кг. У випадку визначення A_m за допомогою радіометра «Бета», маємо:

$$A_m = K_a(n - n_ф - n_K), \qquad (12.11)$$

де n – експериментально виміряна швидкість лічби при наявності радіоактивної проби, $n_ф$ – швидкість лічби фону, n_K – швидкість лічби за рахунок природного радіонукліду ^{40}K.

Прилади й устаткування

Дози ІВ та його потужності вимірюють з допомогою так званих дозиметричних приладів. Їх використовують для вимірювання як одного виду опромінення, так і для вимірювань в полях змішаного випромінювання. Основні функціональні блоки, з яких складається кожен сучасний дозиметричний прилад – це детектор та вимірювальний пристрій. Залежно від типу детектора більшість дозиметричних приладів поділяють на іонізаційні (з іонізаційною камерою, пропорційними лічильниками, лічильниками Ґейґера-Мюллера) та радіолюмінесцентні (сцинтиляційні, термо- і фотолюмінесцентні).

Дозиметри призначені для визначення отриманої людиною сумарної індивідуальної дози, переважно γ-випромінювання. Їх можна поділити на професійні та побутові. Зрозуміло, що професійні мають високу точність визначання поглинутої дози і тому їх використовують для оцінки радіологічного стану довкілля. Відповідно, побутові мають значно більші похибки вимірюваної величини, тому їх не можна використовувати для вирішення життєво важливих завдань.

В Україні та за кордоном виробляють різноманітні дозиметричні пристрої з різними видами детекторів ІВ. Для прикладу, розглянемо короткий опис та характеристики деяких поширених в Україні дозиметричних приладів, які будуть вивчатися в цій лабораторній роботі.

Індивідуальний (портативний) ***Дозиметр-радіометр МКС-05 «ТЕРРА»*** призначений для вимірювання еквівалентної дози (ЕД) і потужності еквівалентної дози (ПЕД) гамма- та рентґенівського випромінювань (далі – іонізаційного випромінювання), а також поверхневої густини потоку частинок бета-випромінювання. Дозиметр використовується для екологічних досліджень; дозиметричного і радіометричного контролю на промислових підприємствах; контролю радіаційної чистоти житлових приміщень, будівель і споруд, території, що до них прилягає, предметів побуту, одягу, поверхні ґрунту на присадибних ділянках, транспортних засобів. Дозиметр складається з детектора гамма- та бета- випромінювання, друкованої плати зі схемою формування анодної напруги, цифрової обробки, управління та індикації, а також елементів живлення. Детектор гамма- та бета- випромінювання перетворює випромінювання в послідовність імпульсів напруги, кількість яких пропорційна до інтенсивності зареєстрованого випромінювання. Детектором іонізуючого випромінювання (ДІВ) служить газорозрядний лічильник Ґейґера-Мюллера типу СБМ-20-1.

Діапазон вимірювання ПЕД іонізуючого випромінювання: 0,1÷9999 мкЗв/год., діапазон вимірювання ЕД іонізуючого випромінювання: 0,001÷9999 мкЗв, а діапазон енергій: 0,05÷3 МеВ. Діапазон вимірювання поверхневої густини потоку частинок бета-випромінювання: $10 \div 10^5$ част./(см^2·хв.), а діапазон енергій бета-частинок: 0,5÷3 МеВ. Час встановлення робочого режиму дозиметра – не більше 1 хв. Час накопичення ЕД та точність вимірювань – 10 хв…100 год.; ±0,1 с. за 24 год. Часові інтервали вимірювань: 1÷70 с.

Особливості приладу – наявність п’яти незалежних вимірювальних каналів з почерговим виведенням інформації на один рідкокристалічний індикатор; вмонтований гамма-, бета-чутливий лічильник Ґейґера-Мюллера; оперативна оцінка гамма-фону протягом 10 с; автоматичне віднімання гамма-фону при вимірюванні бета-забруднення; можливість програмного встановлення порогових рівнів спрацювання звукової сигналізації ЕД, ПЕД іонізаційного випромінювання та бета-випромінювання.

Багатоканальний ***Радіометр-дозиметр гамма-, бета-випромінювання РКС-01 «СТОРА-ТУ»*** призначений для вимірювання ПЕД іонізуючого

випромінювання, а також поверхневої густини потоку бета-частинок. Функціональна схема та спосіб використання цього приладу подібні до вище описаного дозиметра.

Діапазон вимірювання ПЕД іонізуючого випромінювання: 0,1÷999,9 мкЗв/год., а діапазон енергій: 0,05÷3 МеВ. Діапазон вимірювання поверхневої густини потоку бета-частинок: $5 \div 10^5$ част./(см^2·хв.), а діапазон енергій бета-частинок: 0,5÷3 МеВ. Час встановлення робочого режиму дозиметра – не більше 1 с. Часові інтервали вимірювань: 1÷20 с.

Особливості та переваги приладу – наявність трьох незалежних вимірювальних каналів з почерговим виведенням інформації на один рідкокристалічний індикатор; чотири вмонтовані гамма-, бета-чутливі лічильники Ґейґера-Мюллера; оперативна оцінка гамма-фону протягом 5 с; автоматичне віднімання гамма-фону при вимірюванні бета-забруднення; робота з телескопічною штангою; можливість програмного встановлення порогових рівнів спрацювання звукової сигналізації ПЕД іонізуючого випромінювання.

Наявність чотирьох детекторів ДІВ (газорозрядні лічильники Ґейґера-Мюллера типу СБМ-20-1), на відміну від попереднього дозиметра (див. вище), дозволяє зі значно більшою точністю та швидкістю проводити вимірювання ПЕД іонізуючого випромінювання та кількості бета-частинок.

Універсальний ***дозиметр-радіометр гамма-, бета-випромінювання пошуковий МКС-07 «ПОШУК»*** з додатковим ***блоком детектування альфа-випромінювання БДПА-07*** призначений для пошуку джерел ІВ, альфа-, бета-випромінювання та вимірювання ЕД і ПЕД іонізуючого випромінювання, а також поверхневої густини потоку частинок бета- та альфа-випромінювання. Дозиметр використовується для дозиметричного і радіометричного контролю на промислових об’єктах, атомних електростанціях, в науково-дослідних організаціях; для контролю радіаційної чистоти житлових приміщень, будівель і споруд, території, що до них прилягає; предметів побуту, одягу, поверхні ґрунту на присадибних ділянках, транспортних засобів. Дозиметр складається з пульта, в який вмонтовано детектор гамма-випромінювання для визначення дози оператора, та виносних блоків детектування гамма-випромінювання (БДБГ-07), бета-частинок (БДИБ-07) та альфа-частинок (БДПА-07).

Блок детектування гамма-випромінювання БДБГ-07 складається з друкованої плати, на якій розміщені вісім газорозрядних лічильників Ґейґера-Мюллера типу СБМ20-1 та один лічильник СИ3БГМ, а також з елементів формування анодної напруги та цифрових елементів. Блок детектування бета-частинок БДИБ-07 складається з друкованої плати, на якій розміщений газорозрядний лічильник Ґейґера-Мюллера типу СБТ-10А, та з елементів формування анодної напруги та цифрових елементів. У блоці детектування альфа-частинок БДПА-07 використовуються детектори альфа-випромінювання (лічильники типу СИ9АМ) з тонкими (близько 10 мкм) слюдяними мембранами.

Діапазон вимірювання ПЕД іонізаційного випромінювання: $0{,}1 \div 2 \cdot 10^6$ мкЗв/год., діапазон вимірювання ЕД іонізаційного випромінювання:

0,001÷9999 мкЗв, а діапазон енергій: 0,05÷3 МеВ. Діапазон вимірювання поверхневої густини потоку бета-частинок: $5 \div 10^5$ част./(см^2·хв.), а діапазон енергій бета-частинок: 0,15÷3 МеВ. Діапазон вимірювання поверхневої густини потоку альфа-частинок $0{,}1 \div 10^5$ 1/(см^2 ·хв). Час встановлення робочого режиму дозиметра – не більше 2 хв. Час встановлення робочого режиму блока детектування альфа-частинок БДПА-07 – не більше 1 хв. Часові інтервали вимірювань: 2÷5 с.

Особливості та переваги – застосування лічильників Ґейґера-Мюллера, в яких відсутній зворотний хід лічильної характеристики; наявність аналогового індикатора інтенсивності випромінювання; можливість запису в енергонезалежну пам'ять з передачею в ПК через інфрачервоний порт до 4096 результатів вимірювань; можливість перегляду записаних результатів вимірювань на власному цифровому індикаторі; реєстрація м'якого бета-випромінювання; можливість програмування порогових рівнів потужності ЕД гамма-випромінювання та густини потоку частинок бета- та альфа-випромінювання.

Порядок виконання роботи

1. Вивчіть принцип роботи та технічні описи з експлуатації:
   - дозиметра-радіометра МКС-05 «ТЕРРА»;
   - радіометра-дозиметра гамма-, бета-випромінювання РКС-01 «СТОРА-ТУ»;
   - дозиметра-радіометра гамма-, бета-випромінювання пошукового МКС-07 «ПОШУК» з додатковим блоком детектування альфа-випромінювання БДПА-07.
2. Виміряйте еквівалентну дозу та потужність дози природного гамма-випромінювання з допомогою вказаних дозиметрів (пункт 1). Порівняйте отримані результати.
3. Виміряйте потужність еквівалентної дози, утворюваної запропонованим викладачем джерелом, розташованим на трьох різних відстанях від дозиметра з допомогою пристроїв, перелічених в пункті 1.
4. Використовуючи зазначені прилади, визначіть енергетичну залежність потужності дози γ-випромінювання для радіонуклідів ^{137}Cs, ^{60}Co, ^{241}Am від відстані до детектора.
5. Виміряйте густини потоку бета-частинок з допомогою заданих дозиметрів (пункт 1). Порівняйте отримані результати.
6. Виміряйте густину потоку альфа-частинок з допомогою дозиметра МКС-07 «ПОШУК».

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА 13

ВИВЧЕННЯ КУТОВОГО РОЗПОДІЛУ ІНТЕНСИВНОСТІ КОСМІЧНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ

Космічні промені, або первинне космічне випромінювання – це мікрочастинки з високою енергією, що заповнюють весь космічний простір. В межах Сонячної системи воно ізотропне та стале в часі. Його інтенсивність становить 2÷4 частинок/(см^2·с). Аналіз складу первинних космічних променів показує, що вони, як і будь-яка речовина, в основному складаються з протонів (понад 90 %) і α-частинок (близько 7%), Порівняно невелика частка припадає на важкі ядра, електрони, позитрони, нейтрино і γ-кванти. У первинному випромінюванні ми можемо виділити постійну (блукаючі галактичні промені) і тимчасову (високоенергетичні заряджені частинки, що випромінюються Сонцем) складові.

Для космічних променів характерний певний розподіл за енергією. Середня енергія космічної частинки 10 ГеВ. Енергетичний спектр охоплює широкий діапазон енергій, аж до надвисоких (>10^{19}÷10^{20} еВ), проте частка таких галактичних частинок дуже мала. Сонячні космічні промені мають, як правило, меншу енергію (<400 МеВ), але дуже велику інтенсивність (близько 10^6÷10^8 часток/(см^2·с)). Проте в періоди сонячної активності можливі спалахи на Сонці, і тоді їхня енергія досягає декількох ГеВ.

Вторинне космічне випромінювання виникає внаслідок проходження космічних променів через атмосферу Землі. До його складу входять такі компоненти:

1) адронна (ядерно-активна) компонента, що взаємодіє з ядрами елементів, які є складовими атмосфери; складається з нуклонів і мезонів;

2) жорстка (мюонна) компонента, яка генерується в результаті розпаду заряджених піонів;

3) м'яка (електронно-фотонна) компонента, що виникає при розпаді нейтральних піонів з утворенням квантів високої енергії. Останні при зіткненні з атомним ядром народжують електронно-позитронну пару, яка в свою чергу генерує гальмівні кванти. В результаті реалізується лавиноподібний процес, що відбувається до тих пір, поки енергія частинок в повітрі не зменшиться до критичної енергії, близької до 72 МеВ.

Атмосфера значною мірою поглинає адронну і м'яку компоненти вторинного випромінювання, тобто до Землі долітають тільки високоенергетичні галактичні промені з енергією понад 10^{10} еВ. Наприклад, на рівні моря, інтенсивності жорсткої і м'якої компонент складають відповідно:

$$I_{ж} = 1{,}7 \cdot 10^{-2} \text{ част./(см}^2\text{·с)},$$

$$I_{м} = 0{,}7 \cdot 10^{-2} \text{ част./(см}^2\text{·с)}. \qquad (13.1)$$

Вторинне космічне випромінювання на рівні моря зумовлене жорсткою компонентою, до складу якої входять μ-мезони. Мезони, які рухаються під кутом θ до вертикалі, проходять в атмосфері шлях в $1/\cos\theta$ раз більший, ніж мезони, які рухаються по вертикалі, тому ймовірність їхнього розпаду буде тим більшою, чим більший шар пройденого повітря. При цьому зростатиме їхнє поглинання, і відповідно, зменшуватиметься їхня інтенсивність зі збільшенням кута θ.

У цій роботі потрібно перевірити справедливість формули залежності інтенсивності падаючих космічних променів від кута спостереження θ:

$$I = I_0 \cos^2 \theta, \tag{13.2}$$

де I_0 – інтенсивність вертикально падаючих променів (θ=0°), θ – зенітний кут, який відраховується від вертикалі. Інтенсивністю космічних променів будемо вважати кількість зареєстрованих телескопом частинок за одиницю часу.

Прилади й устаткування

Загальний вигляд установки наведено на рис. 13.1.

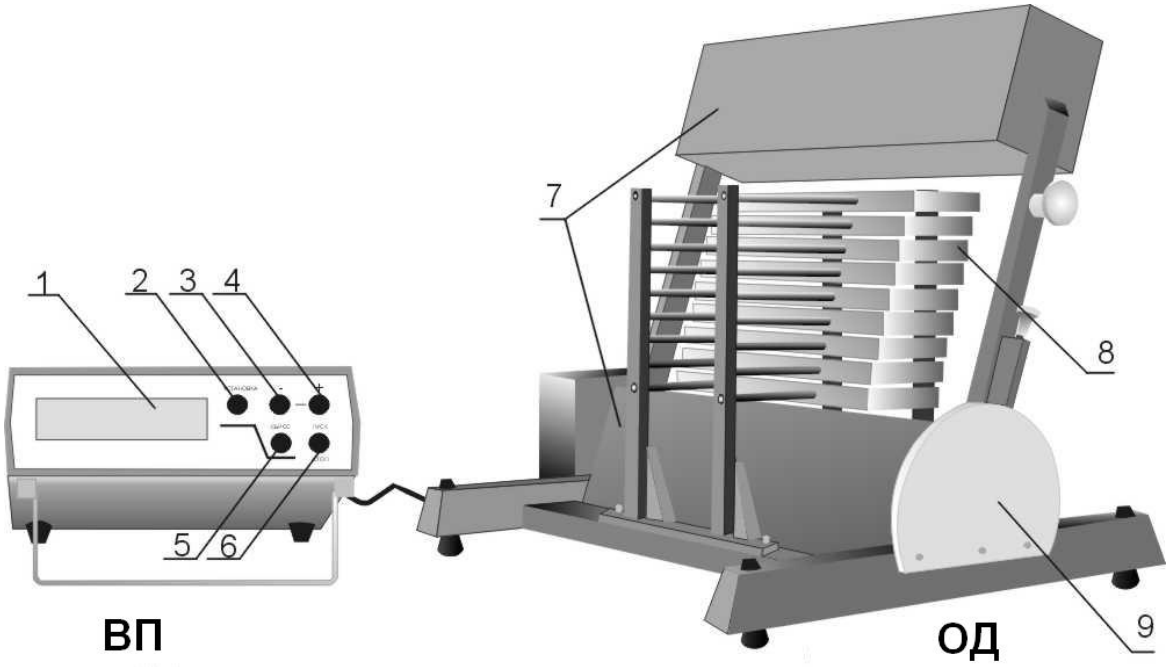


Рис. 13.1. 1 – індикатор; 2 – кнопка «Установка»; 3 – кнопка «+»; 4 – кнопка «–»; 5 – кнопка «СБРОС»; 6 – кнопка «ПУСК»; 7 – блок лічильника; 8 – свинцеві пластини; 9 – лімб з шкалою кута повороту

Установка складається з об’єкта дослідження (ОД) та вимірювального пристрою (ВП), з’єднаних між собою кабелем.

Об'єкт дослідження складається з основи, на якій розміщений пристрій, що отримав у літературі назву «космічний телескоп» (далі – телескоп). За допомогою поворотного механізму телескоп може нахилятися на кут ± 90 градусів від вертикального положення. Телескоп являє собою систему з двох лічильників Гейгера-Мюллера, які дозволяють реєструвати частинки, що летять у заданому напрямі. Лічильники розташовані на деякій відстані один від одного.

Можливість реєстрації частинок, що рухаються в заданому напрямі, реалізується таким чином. Якщо частинка потрапляє на телескоп з заданого напряму, який визначається кутом повороту телескопа, то вона впливає на обидва лічильника, кожний з яких видає на виході імпульс. Якщо частинка потрапляє на телескоп з іншого напряму, то вона впливає тільки на один лічильник. Вихідний імпульс на другому лічильнику у цей час відсутній. На основі аналізу вихідних імпульсів з обох лічильників за допомогою схеми збігів можна виокремити імпульси, що чисельно відповідають кількості частинок, які впливають на телескоп з заданого напряму.

Напрям реєстрації частинок у вихідному стані телескопа (кут нахилу дорівнює 0°) буде вертикальним. Змінюючи за допомогою поворотного механізму кут нахилу телескопа до горизонту, можна визначити інтенсивність (шляхом підрахунку кількості частинок за певний час вимірювання) космічного випромінювання під різними кутами до горизонту. Крок кута нахилу становить 15 градусів. Привід поворотного механізму розташований в передній частині об'єкта дослідження. Керування поворотним механізмом здійснюється за допомогою ручки. Для відліку кута повороту передбачена шкала нанесена на круговому лімбі.

Конструкція об'єкта дослідження дозволяє при вертикальному положенні телескопа вводити між групами лічильників свинцеві пластини фільтра, які дозволяють здійснювати енергетичну селекцію часток (частки з вищою енергією впливають на обидві групи лічильників, а інші затримуються фільтром). Змінюючи кількість свинцевих пластин поміщених між групами лічильників, і відповідно, змінюючи товщину свинцевого фільтра, можна змінювати чутливість телескопа до частинок з різною енергією. Для послаблення екрануючого впливу приміщення, при роботі з фільтром передбачена можливість встановлення телескопа під невеликим нахилом на кут до 15 градусів. При цьому об'єкт дослідження повинен встановлюватися біля вікна, щоб напрям реєстрації випромінювання не був перекритий стіною, перекриттям тощо.

З корпусу формувача виведений кабель з роз'ємом для підключення об'єкта дослідження до вимірювального пристрою.

На передній панелі вимірювального пристрою розміщені такі елементи керування та індикації:

– кнопка «СБРОС» – призначена для встановлення пристрою в початкове положення перед початком вимірювання або переривання вимірювання з відповідним встановленням в початкове положення;

– кнопка «ПУСК/СТОП» – призначена для переривання вимірювання без встановлення в початковий стан і для увімкнення режиму вимірювання при вимірюванні або після зупинки вимірювання;
– кнопка «УСТАНОВКА» – призначена для увімкнення/вимкнення (шляхом повторного натискання) режиму встановлення часу вимірювання;
– кнопки «+» і «–» – призначені для встановлення часу вимірювання (при цьому при короткочасному натисненні відбувається встановлення одиниць секунд, а при тривалому – встановлення десятків секунд; перемикання діапазонів 99,9 і 999 с відбувається автоматично);
– індикатор – призначений для індикації кількості частинок при проведенні вимірювання і часу вимірювання, відповідно, а також режимів роботи.

На задній панелі вимірювального пристрою розташований вимикач «СЕТЬ».

Порядок виконання роботи

1. Підготувати установку до вимірювань. Увімкнути установку за допомогою вимикача «СЕТЬ», дати прогрітися 5 хв. Натиснути кнопку «СБРОС» – при цьому покази TIME та IMP «обнулятимуться».
2. Натиснути кнопку «УСТАНОВКА». На індикаторі повинен з'явитися напис «SET». Виставити час вимірювання (600 с) кнопками «+» та «–». Повторним натисненням кнопки «УСТАНОВКА» вимкнути режим встановлення часу вимірювань.
3. Провести вимірювання для вертикально падаючих променів (θ=0°). Для цього, натиснути кнопки «СБРОС» і «ПУСК», дочекатися закінчення рахунку імпульсів.
4. Повторити аналогічні вимірювання рахунку імпульсів для кутів $\theta=30^0$, 45^0, 60^0 за це й же ж час.
5. Для кутів $\theta>50^0$ внести поправку за рахунок потоків променів зі стін і стелі лабораторії (її величина вимірюється при $\theta=90^0$).
6. Оцінити стандартну похибку вимірювання інтенсивності: $\Delta I'(\theta)=\sqrt{\frac{I(\theta)}{t}}$ і загальну похибку, врахувавши поправки: $\Delta I(\theta)=\Delta I'(\theta)+\Delta I'\ \ (\theta=90^0)$.
7. Отримані дані занести в таблицю:

№	*T*	*n*	*θ*	*I*	*ΔI*

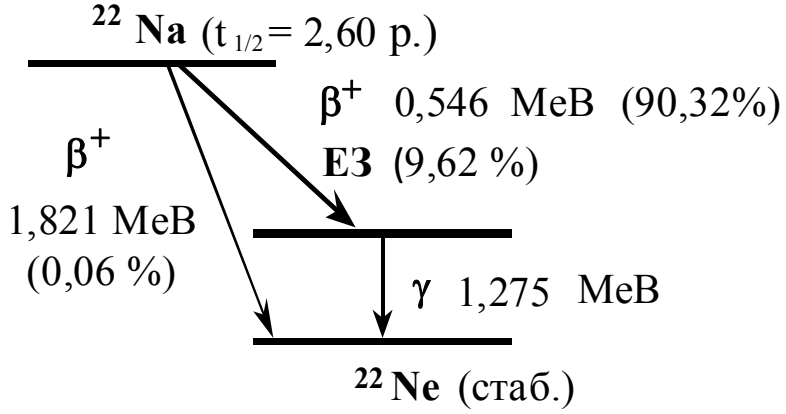
8. Побудувати графік залежності інтенсивності космічних променів I від $\cos^2\theta$ з позначенням похибки.
9. Перевірити чи отримана залежність є прямолінійною і зробити висновки.

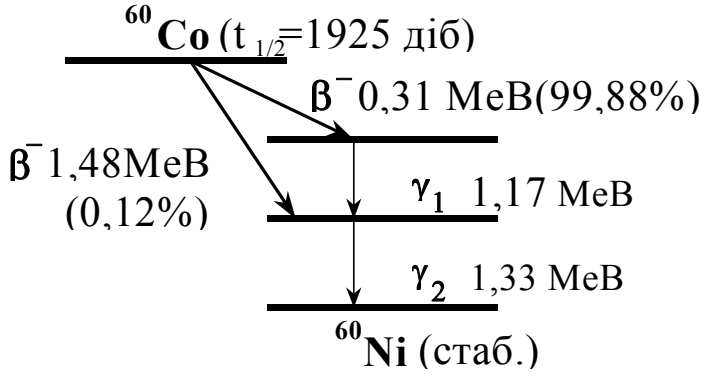
СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

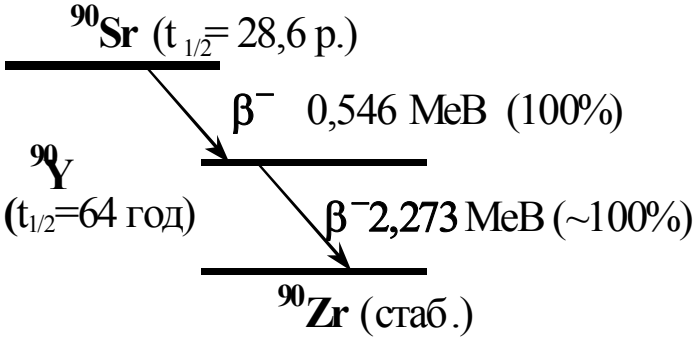
1. Райский С.М., Смирнов В.Ф. Физические основы метода радиоактивных препаратов. – М.: Атомиздат, 1956. 335 с.
2. Широков Ю.М., Юдин Н.П. Ядерная физика. – М.: Наука, 1972. 465с.
3. Специальный практикум по современным методам физических исследований. Часть 1 / Под ред. Б.И. Горячева. – М.: Изд-во Моск. ун-та, 1987.
4. Практикум по ядерной физике / И.А. Антонова, А.Н. Бояркина, Н.Г. Гончарова и др. -4-е изд. – М.: Изд-во Моск. ун-та, 1988.
5. Брегадзе Ю.И., Степанов Э.К., Ярына В.П. Прикладная метрология ионизирующих излучений. – М.: Энергоатомиздат, 1990.
6. Вартанов Н.А., Самойлов П.С. Прикладная сцинтилляционная спектрометрия. – М.: Атомиздат, 1975.
7. Вартанов Н.А., Самойлов П.С. Практические методы сцинтилляционной гамма-спектрометрии. – М.: Атомиздат, 1964.
8. Анализаторы многоканальные амплитудные АМА-02Ф1. Техническое описание и инструкция по эксплуатации.
9. Норми радіаційної безпеки України (НРБУ-97); Державні гігієнічні нормативи. – Київ: Відділ поліграфії Українського центру держсанепіднагляду МОЗ України, 1997. – 121 с.
10. Основні санітарні правила забезпечення радіаційної безпеки України ОСП-2005 (http://zakon.rada.gov.ua/cgi-bin/laws/main.cgi?nreg=z0552-05).
11. О.Г. Ситенко, В.К. Тартаковський. Теорія ядра: Навч. посібник. – Київ.: Либідь, 2000. – 608 с.
12. І.О. Вакарчук. Квантова механіка: Підручник. – Львів: ЛНУ ім. І.Франка, 2007. – 784 с.
13. Кучерук І.М., Горбачук І.Т. Загальний курс фізики. Т.3. Оптика. Квантова фізика. К.: Техніка, 1999. – 520 с.
14. А.К.Вальтер, И.И. Залюбовский. Ядерная физика. – Харьков: Изд-во Харьковского ун-та, 1991. – 480 с.
15. П.Е. Колпаков. Основы ядерной физики. – Москва: Просвещение, 1969.
16. К.Н. Мухин. Экспериментальная ядерная физика. Том 11. Физика элементарных частиц. –М.: Атомиздат, 1974. – 335с.
17. Л.А. Булавін, В.К. Тартаковський. Ядерна фізика. – Київ, 2005. – 480 с.
18. И.В. Ракобольская. Ядерная физика. – М.: Изд-во МГУ, 1971. – 295 с.
19. В.А.Грабовський, О.С.Дзендзелюк, В.Б.Капустяник, О.С.Кушнір, Ю.М.Фургала. Практикум з ядерної фізики. – Львів: Вид. ЛДУ ім. І.Франка, 1998. – 72 с.
20. Чолпан П.П. Фізика. К.: Вища школа, 2003. – 567 с.
21. http://www.lbl.gov/abc/Contents.html#experiment.

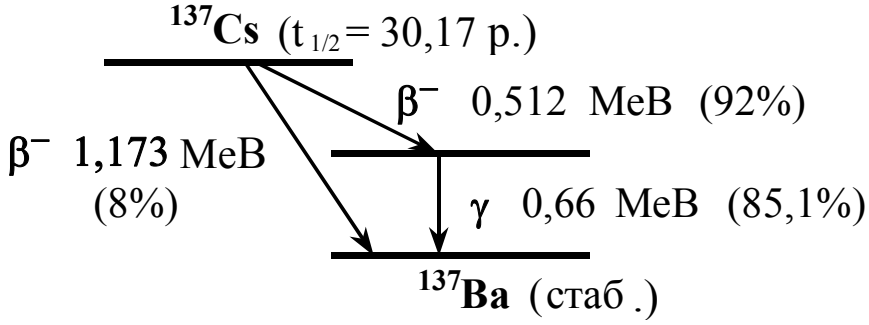
ДОДАТОК 1

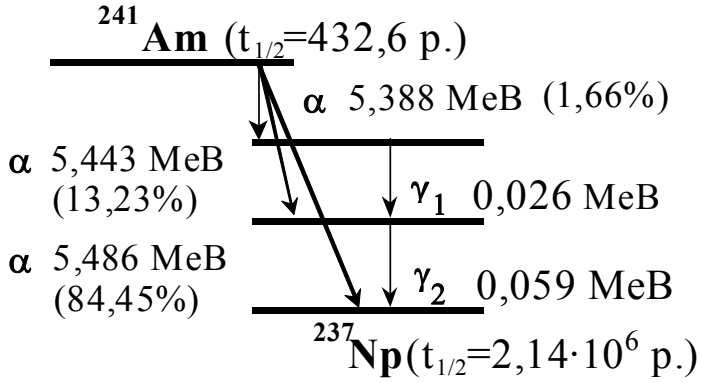
СХЕМИ РОЗПАДУ ЯДЕР РАДІОАКТИВНИХ ІЗОТОПІВ, ЩО ВИКОРИСТОВУЮТЬСЯ У ПРАКТИКУМІ З ЯДЕРНОЇ ФІЗИКИ








137Cs (t1/2 = 30,17 р.)
β− 0,512 МеВ (92%)
β− 1,173 МеВ
(8%)
γ 0,66 МеВ (85,1%)
137Ba (стаб .)


241Am (t1/2=432,6 р.)
α 5,388 МеВ (1,66%)
α 5,443 МеВ
(13,23%)
γ1 0,026 МеВ
α 5,486 МеВ
(84,45%)
γ2 0,059 МеВ
237Np(t1/2=2,14·10^6 р.)

ДОДАТОК 2

Таблиця 1. Величина тканинних зважуючих факторів W_T для різних органів людини

	W_T
статеві органи	0,25
молочна залоза	0,15
червоний кістковий мозок	0,12
легені	0,12
щитовидна залоза	0,03
кістка (поверхня)	0,03
решта органів	0,3

Таблиця 2. Зв'язок між потужністю експозиційної дози, кермою в повітрі та потужністю ефективної дози

Потужність експозиційної дози	Керма в повітрі			Потужність ефективної дози		
мкР·год$^{-1}$	нГр·год$^{-1}$	мкР·год$^{-1}$	пГр·с$^{-1}$	нЗв·год$^{-1}$	мкЗв·год$^{-1}$	мЗв·рік$^{-1}$
1	8,73	$8{,}73\cdot10^{-3}$	146	6,46	$6{,}46\cdot10^{-3}$	$5{,}67\cdot10^{-2}$
0,115	1	10^{-3}	16,7	0,74	$7{,}4\cdot10^{-4}$	$6{,}49\cdot10^{-3}$
115	1000	1	$1{,}67\cdot10^{-4}$	740	0,74	6,49
$6{,}87\cdot10^{-3}$	$6\cdot10^{-2}$	$6\cdot10^{-5}$	1	$4{,}44\cdot10^{-2}$	$4{,}44\cdot10^{-5}$	$3{,}89\cdot10^{-4}$
0,155	1,35	$1{,}35\cdot10^{-3}$	22,5	1	10^{-3}	$8{,}7710^{-3}$
155	1350	1,35	$2{,}25\cdot10^{4}$	1000	1	8,77
17,7	154	0,154	2570	114	0,114	1

Таблиця 3. Співвідношення між позасистемними одиницями та одиницями в системі СІ

Величина	Стара одиниця	Нова одиниця	Коефіцієнти	
			СІ в позасистемні	позасистемні в СІ
Активність	Кюрі (Кі)	Беккерель 1Бк=$с^{-1}$	~$2,7\cdot10^{-11}$	$3,7\cdot10^{10}$
Питома активність	Кі·$г^{-1}$ Еман Махе Тритієва одиниця	Бк·$кг^{-1}$ Бк·$л^{-1}$ Бк·$л^{-1}$ Бк·$л^{-1}$	~$2,7\cdot10^{-14}$ ~$2,7\cdot10^{-1}$ ~$7,4\cdot10^{-2}$ ~8,3	$3,7\cdot10^{13}$ 3,7 13,5 ~$1,2\cdot10^{-1}$
Щільність забруднення	Кі·$км^{-2}$	Бк·$м^{-2}$	~$2,7\cdot10^{-8}$	$3,7\cdot10^{4}$
Експозиційна доза	Рентґен (Р)	Кулон на кілограм Кл·$кг^{-1}$	$3,9\cdot10^{3}$	$2,6\cdot10^{-4}$
Поглинута доза	Рад	Грей 1 Гр=Дж·$кг^{-1}$	$1\cdot10^{2}$	$1\cdot10^{-2}$
Еквівалентна доза	Біологічний еквівалент раду (бер)	Зіверт 1 Зв=Дж·$кг^{-1}$	$1\cdot10^{2}$	$1\cdot10^{-2}$
Ефективна доза	Біологічний еквівалент раду (бер)	Зіверт 1 Зв=Дж·$кг^{-1}$	$1\cdot10^{2}$	$1\cdot10^{-2}$

Таблиця 4. Значення гамма-сталої для окремих радіонуклідів

Радіонуклід	Γ^*, Р·$см^2$/год·мКі	Радіонуклід	Γ^*, Р·$см^2$/год·мКі
Марганець-54	4,614	Барій-133	2,936
Кобальт-57	1,00	Цезій-137	3,242
Кобальт-60	12,853	Європій-152	6,284
Ітрій-88	16,08	Торій-228	6,501
Олово-113	2,796	Радій-226	9,031

* – для радіонуклідів зі складним спектром γ-випромінювання наведені сумарні значення γ-сталої.

ДОДАТОК 3. ПЕРІОДИЧНА СИСТЕМА ХІМІЧНИХ ЕЛЕМЕНТІВ Д.І.МЕНДЄЛЄЄВА

Періоди	Групи елементів																	
	IA	IIA	IIIБ	IVБ	VБ	VIБ	VIIБ	VIIIБ			IБ	IIБ	IIIA	IVA	VA	VIA	VIIA	VIIIA
1	1 H 1,0079																	2 He 4,0026
2	3 Li 6,941	4 Be 9,0122											5 B 10,811	6 C 12,011	7 N 14,007	8 O 15,999	9 F 18,998	10 Ne 20,179
3	11 Na 22,99	12 Mg 24,305											13 Al 26,982	14 Si 28,086	15 P 30,974	16 S 32,066	17 Cl 35,453	18 Ar 39,948
4	19 K 39,098	20 Ca 40,078	21 Sc 44,956	22 Ti 47,88	23 V 50,942	24 Cr 51,996	25 Mn 54,938	26 Fe 55,847	27 Co 58,933	28 Ni 58,69	29 Cu 63,546	30 Zn 65,38	31 Ga 69,723	32 Ge 72,59	33 As 74,922	34 Se 78,96	35 Br 79,904	36 Kr 83,80
5	37 Rb 85,468	38 Sr 87,62	39 Y 88,906	40 Zr 91,224	41 Nb 92,906	42 Mo 95,94	43 Tc (99)	44 Ru 101,07	45 Rh 102,91	46 Pd 106,42	47 Ag 107,87	48 Cd 112,41	49 In 114,82	50 Sn 118,71	51 Sb 121,75	52 Te 127,60	53 I 126,90	54 Xe 131,29
6	55 Cs 132,91	56 Ba 137,33	*	72 Hf 178,49	73 Ta 180,95	74 W 183,85	75 Re 186,21	76 Os 190,2	77 Ir 192,22	78 Pt 195,08	79 Au 196,97	80 Hg 200,59	81 Tl 204,38	82 Pb 207,2	83 Bi 208,98	84 Po (209)	85 At (210)	86 Rn (222)
7	87 Fr 223	88 Ra 226,02	**	104 Rf (261)	105 Db (262)	106 Sg (263)	107 Bh (262)	108 Hs (265)	109 Mt (266)	110 Ds 271	111 Rg 272	112 UUb	113 UUt	114 UUq	115 UUp	116 UUh	117 UUs	118 UUo

* Лантаноїди	57 La 138,91	58 Ce 140,12	59 Pr 140,91	60 Nd 144,24	61 Pm (147)	62 Sm 150,36	63 Eu 151,96	64 Gd 157,25	65 Tb 158,93	66 Dy 162,5	67 Ho 164,93	68 Er 167,26	69 Tm 168,93	70 Yb 173,04	71 Lu 174,97
** Актиноїди	89 As (227)	90 Th 232,04	91 Pa (231)	92 U 238,03	93 Np (237)	94 Pu (244)	95 Am (243)	96 Cm (247)	97 Bk (247)	98 Cf (249)	99 Es (252)	100 Fm (257)	101 Md (258)	102 No (259)	103 Lr (260)

З М І С Т

НАЙВАЖЛИВІШІ ПОНЯТТЯ І ВІДОМОСТІ З ЯДЕРНОЇ ФІЗИКИ 3

Закони радіоактивного розпаду 4
Типи радіоактивного розпаду ядер 5
Одиниці величин у дозиметрії 8
Методи реєстрації радіоактивного випромінювання 10

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА 1.
Вивчення роботи газорозрядного лічильника 13

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА 2.
Вивчення роботи сцинтиляційного лічильника
гамма-випромінювання 21

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА 3.
Взаємодія гамма-випромінювання з речовиною 26

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА 4.
Визначення мертвого часу газорозрядного лічильника 31

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА 5.
Визначення ефективності газорозрядного лічильника
під час реєстрації гамма-квантів 35

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА 6.
Визначення активності гамма-джерела 39

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА 7.
Визначення активності бета-джерела абсолютним методом 41

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА 8.
Визначення верхньої межі бета-спектра 44

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА 9.
Вивчення роботи сцинтиляційного гамма-спектрометра 51

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА 10.
Визначення потужності дози іонізуючого випромінювання 57

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА 11.
Визначення енергії альфа-частинки за її пробігом 61

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА 12.
Вивчення роботи дозиметричних та радіометричних приладів 69

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА 13.
Вивчення кутового розподілу інтенсивності космічного
випромінювання 77

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ 81

ДОДАТКИ 82

Навчальне видання

Володимир Богданович Капустяник
Богдан Ярославович Кулик
Мар'ян Вікторович Партика

ПРАКТИКУМ З ЯДЕРНОЇ ФІЗИКИ
для студентів фізичного факультету

Рекомендовано до друку Вченою радою фізичного факультету

Редактор Р.С.Брезвін

Підписано до друку 5.02.2012. Формат 60×84/16.
Друк на різогр. Гарнітура Times New Roman. Умовн. друк. арк. 4,95.
Обл.-вид. арк. 4,95. Тираж 100 прим.

Видавничий центр фізичного факультету
Львівського національного університету ім. Івана Франка
79005 м. Львів, вул. Кирила і Мефодія, 8