

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА №3 СЦИНТИЛЯЦІЙНИЙ γ -СПЕКТРОМЕТР

Опис роботи

Теоретичні відомості

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

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

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

Це пояснюється кількома причинами. Насамперед високою ефективністю реєстрації (відношення кількості зареєстрованих частинок до повної кількості частинок, що потрапили в чутливий об'єм детектора), яка досягає для γ -квантів з енергією порядку 1 MeV 20-30% навіть для порівняно невеликих за розміром кристалів ($\sim \varnothing 40 \times 40$ мм). Енергетична роздільна здатність сучасних сцинтиляційних γ -детекторів (відносна ширина фотопіку на половині його висоти) становить 5-8 % (для кристалів вищезгаданих розмірів).

Сцинтиляційний детектор складається з монокристалу NaI, активованого талієм, і фотопомножувача (ФЕП), рис. 1.

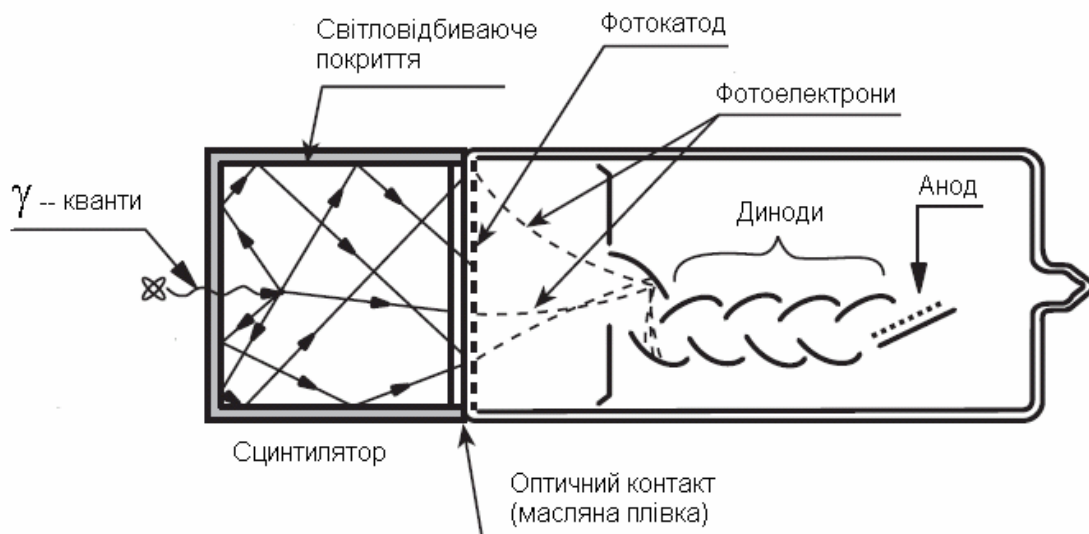


Рис. 1. Сцинтиляційний детектор

γ -Квант, потрапляючи в кристал, втрачає свою енергію частково або повністю переважно внаслідок трьох процесів: а) фотоелектрону; б) комптонівське розсіювання і в) народження пар електрон-позитрон. У всіх випадках утворені вторинні електрони, рухаючись в речовині сцинтилятора, збуджують та іонізують атоми кристалу. Повертаючись в основний стан, атоми кристалу випромінюють велику кількість світлових фотонів. При цьому спектр випромінювання сцинтилятора повинен перекриватись із спектральною чутливістю ФЕПу. В якості сцинтиляторів вибирають кристали для яких полоса поглинання лежить за межами спектра випромінювання (NaI(Tl) має середню довжину хвилі випромінювання 410 нм, а максимумами полоси поглинання становлять 293 нм і 234 нм). При цьому вони є оптично прозорими для власного випромінювання. Це досягається за рахунок додавання до матеріалу кристала невеликої кількості активатора (в даному випадку Tl). Для сучасних сцинтиляторів довжина вільного пробігу фотона (власного випромінювання) сягає декількох метрів і залежить від якості виготовлення сцинтилятора. Отже, частина енергії γ -кванта перетворюється в сукупну енергію сцинтиляційних фотонів оптичного діапазону спектра. Це перетворення характеризується світловиходом або конверсійною ефективністю – відношенням сумарної енергії сцинтиляційних фотонів до енергії, що залишила заряджена частинка в сцинтиляторі (для електронів кристалу NaI(Tl) – 8%). Слід зауважити, що конверсійна ефективність залежить від питомої іонізаційної втрати енергії зарядженої частинки, а отже і від типу зарядженої частинки. Наприклад, кількість сцинтиляційних фотонів від α -частинки з початковою енергією 1 МеВ значно менша від кількості сцинтиляційних фотонів, що виникають при поглинанні електрона з енергією 1 МеВ (приблизно на порядок).

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

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

На фотокатоді 10-20% (залежно від типу фотокатода ФЕПу) фотонів, які досягли фотокатода К, поглинаються з утворенням фотоелектронів. Утворені на катоді фотоелектрони фокусуються діафрагмою D_ϕ і з енергією близько 200 еВ (різниця потенціалів між катодом та першим динодом D_1 становить 200 В) потрапляють на перший динод D_1 (див. рис.2). Такої енергії достатньо для того, щоб при цьому виникло кілька вторинних електронів (зазвичай 3-10 електронів залежно від матеріалу динода та енергії електрона) завдяки ефекту вторинної електронної емісії. Нехай на першому диноді під дією одного фотоелектрона (розігнаного в електричному полі) виникло n вторинних електронів. При цьому вони починають прискорюватись в напрямку динода D_2 завдяки тому, що між динодом D_1 та D_2 існує різниця потенціалів 100 В. Досягши другого динода з енергією близько 100 еВ, кожен електрон спричинить виникнення n вторинних електронів. Таким чином в напрямку динода D_3 буде рухатись хмара з n^2 електронів. Після проходження всіх динодів на анод потрапить n^m електронів, де m – кількість динодів у фотопомножувачі.

Рис. 2. Фотоелектронний помножувач.

Однак в реальних фотопомножувачах не всі фотоелектрони потрапляють на перший диод. Тому коефіцієнт підсилення фотопомножувача можна наближено оцінити за наступною формулою:

$$M = q \cdot n^m$$

Де $q < 1$ – коефіцієнт збирання електронів, що характеризує ефективність збирання електронів на перший диод. Необхідні потенціали на катоді, динодах та аноді отримують за допомогою дільника напруги (побудованого на електричних опорах) та стабілізованого високовольтного блока живлення (1000-2000 В)

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

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

До останніх відносяться такі фактори, як величина світловиходу кристалу (кількість фотонів, що виникає при реєстрації зарядженої частинки з енергією 1 МеВ) та якість збирання в ньому світла, конверсійна ефективність фотокатода, часова стабільність вторинної електронної емісії динодів і т.д.

Енергія вторинних електронів буде зв'язана з енергією γ -квантів, на жаль, неоднаково, в залежності від характеру взаємодії γ -кванта з речовиною кристалу.

В результаті фотоэффекту енергія електрона W буде менша за енергію γ -кванта лише на величину енергії зв'язку електрона в атомі, тобто для реальних енергій $W_{\phi} \approx E_{\gamma}$. Однак навіть у цьому випадку (коли $W = \text{const}$) на виході ФЕП отримуємо деякий розкид ΔA амплітуд імпульсів A (рис. 3).

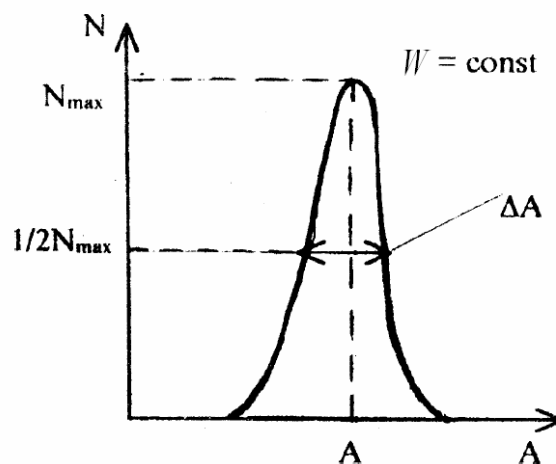


Рис. 3 Розподіл амплітуд імпульсів на виході ФЕП при реєстрації моноенергетичних заряджених частинок.

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

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

При енергії квантів, яка істотно перевищує енергію спокою електрона, максимальна енергія дорівнює:

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

Утворення електрон-позитронних пар має пороговий характер з енергією порога, що відповідає подвоєній масі спокою електрона ($E_{\text{пор}} = 1,022 \text{ MeV}$). Позитрон, збуджуючи атоми кристалу, втрачає свою енергію. При цьому збільшується імовірність анігіляції. Можна вважати, що позитрон буде анігілювати лише після повного сповільнення. Тому при анігіляції найчастіше утворюються 2 кванти з енергією $0,511 \text{ MeV}$. В залежності від подальшої поведінки цих квантів в спектрі вторинних електронів при реєстрації досить жорсткого випромінювання (більше 2 MeV) будемо спостерігати три лінії:

1. $W_0 = E_{\gamma} - 2m_0 c^2$ – обидва анігіляційні кванти вилетіли з кристалу,
2. $W_1 = E_{\gamma} - m_0 c^2$ – один з цих квантів вилетів з кристалу,
3. $W_2 = E_{\gamma}$ – відбулося поглинання обох анігіляційних квантів.

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

Отже, навіть моноенергетичні γ -кванти дають складний спектр вторинних електронів. На рис 4-б наведені характерні спектри, що були отримані за допомогою сцинтиляційного спектрометра на основі NaI(Tl).

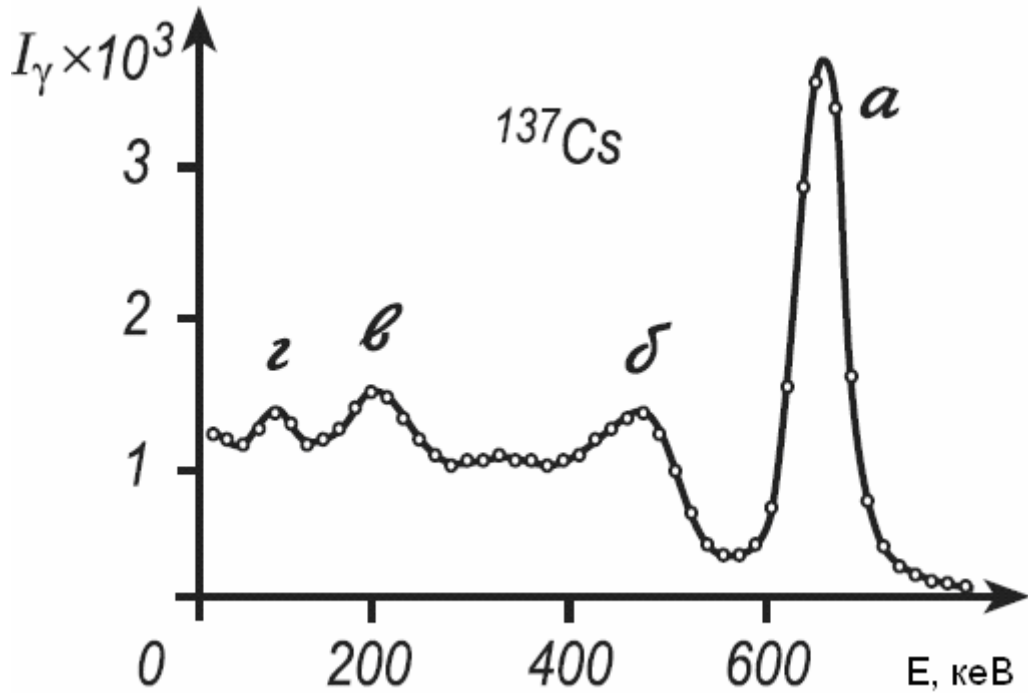


Рис.4. Апаратурний спектр γ -квантів ^{137}Cs , що отриманий за допомогою сцинтиляційного γ -спектрометра: а – фотопік, б – край комптонівського розподілу, в- пік зворотного розсіяння на конструктивних елементах (кожух, вхідне вікно ФЕП та ін.), г – пік від рентгенівського випромінювання барію (33 кеВ) та свинцевого захисту (оточення детектора).

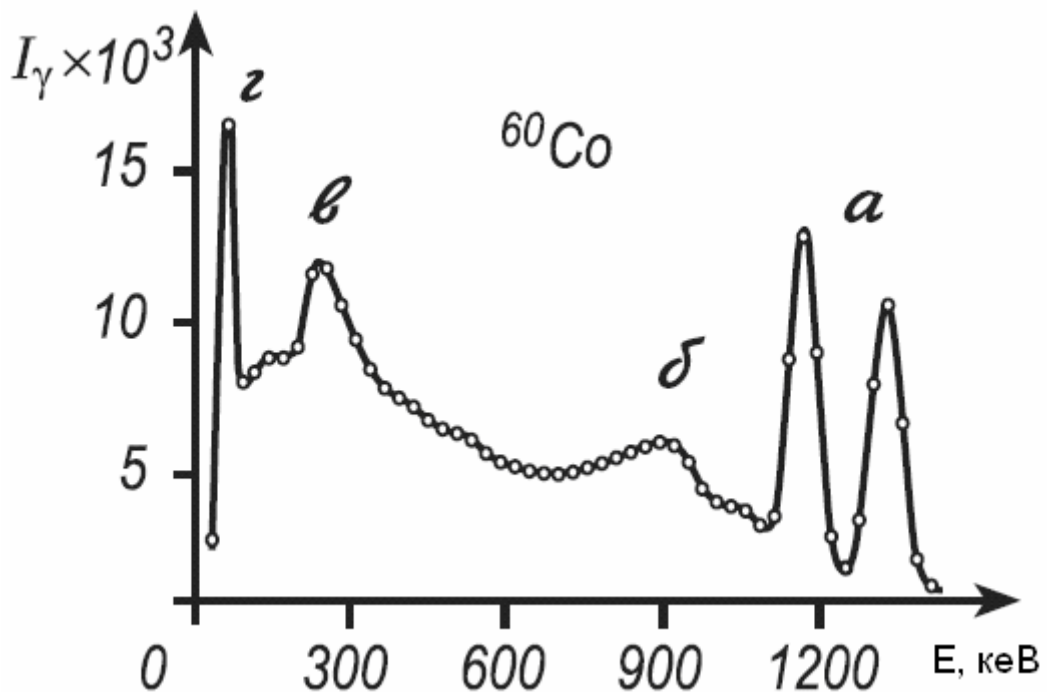


Рис.5 Апаратурний спектр γ -квантів ^{60}Co , що отриманий за допомогою сцинтиляційного γ -спектрометра: а – фотопіки, б – край комптонівського розподілу, в – пік зворотного розсіяння на конструктивних елементах, г – пік від рентгенівського випромінювання Рб, що входить до захисних елементів спектрометра.

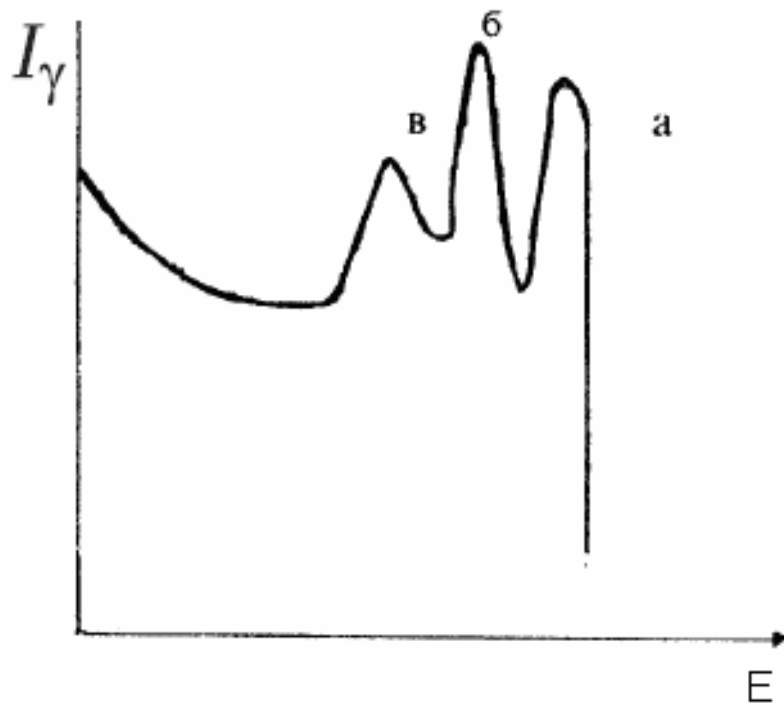


Рис.6 Апаратурний спектр γ -квантів ^{12}C , що отриманий за допомогою сцинтиляційного γ -спектрометра ($E_\gamma=4.43$ MeV): а – фотопик (4.43 MeV), б – пік одиночного вильоту (3.92 MeV), в – пік подвійного вильоту (3.41 MeV)

Вигляд апаратурних спектрів дещо спрощується при використанні так званих кристалів повного поглинання, тобто кристалів з великою імовірністю поглинання двох анігіляційних квантів та γ -квантів, що утворились в результаті комптонівського розсіяння. При цьому істотно знижується внесок комптонівського розподілу і збільшується відносна інтенсивність фотопіку, котрий в даному випадку називається піком повного поглинання.

Експериментальна частина

Одержання енергетичних спектрів γ -випромінювання зводиться до аналізу амплітудного розподілу електричних імпульсів на виході фотопомножувача. Такий аналіз здійснюють, як правило, за допомогою багатоканального аналізатора імпульсів, наприклад, АИ-128, що має 128 каналів.

Принцип роботи АЦП типу Вілкінсона (D.H Wilkinson) оснований на перетворенні амплітуда-час. Вхідний імпульс надходить на дискримінатор нижнього рівня, рівень дискримінації якого, як правило, встановлюється вище рівня шуму (рис. 7).

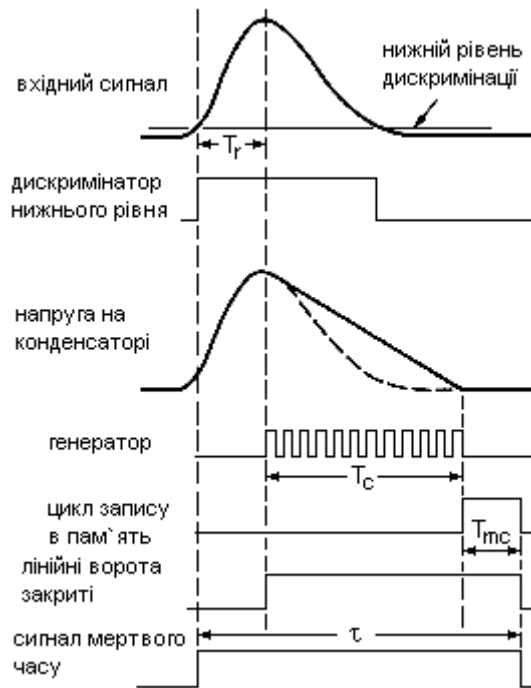


Рис. 7. Часова розгортка основних імпульсів АЦП.

Коли рівень вхідного сигналу досягне рівня дискримінації, лінійні ворота відкриваються і накопичувальний конденсатор C з'єднується з входом (рис 8).

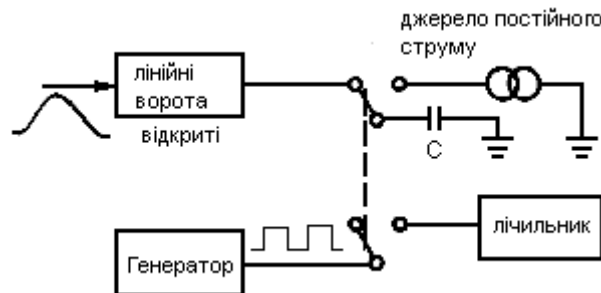


Рис. 8. Зарядження конденсатора

Накопичувальний конденсатор починає заряджатись до амплітудного значення вхідного сигналу. Коли накопичувальний конденсатор зарядиться, лінійні ворота закриваються. Конденсатор від'єднується від входу і з'єднується з джерелом постійного струму (рис. 9).

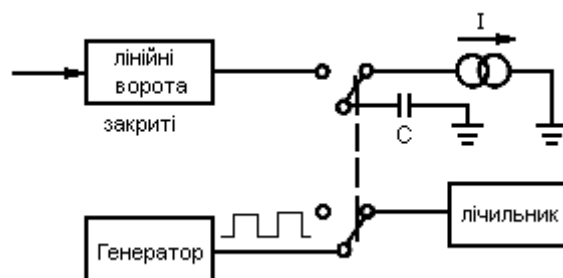


Рис. 9. Розрядження конденсатора.

Починається лінійне розрядження конденсатора. В цей же час генератор підключається до лічильника, який починає рахувати імпульси, що надходять з генератора. Частота генератора зазвичай становить 100-200 МГц. Коли напруга на конденсаторі зменшиться до рівня дискримінатора, конденсатор від’єднується від джерела постійного струму, а генератор від’єднується від лічильника (рис. 10), після чого починається цикл запису в пам’ять.

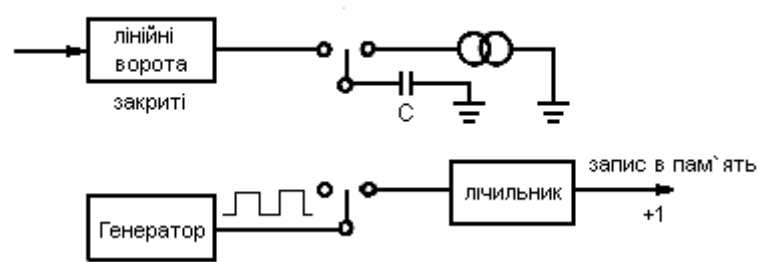


Рис. 10. Цикл запису в пам’ять

Кількість імпульсів, що нарахував лічильник під час розряду конденсатора, визначає час розряду конденсатора, а час розряду пропорційний до амплітуди вхідного імпульсу. Отримане в лічильнику число (код) використовується як адреса комірки пам’яті (номер каналу), в яку додається одиниця. Таким чином, адреса комірки пам’яті відповідає (пропорційна) амплітуді імпульсу, а число, яке в ній зберігається – повній кількості зареєстрованих імпульсів з такою амплітудою за весь час набору спектра.

Мертвий час такого АЦП τ складається з:

$$\tau = T_r + T_c + T_{mc},$$

де T_r – час наростання імпульсу до максимальної амплітуди;

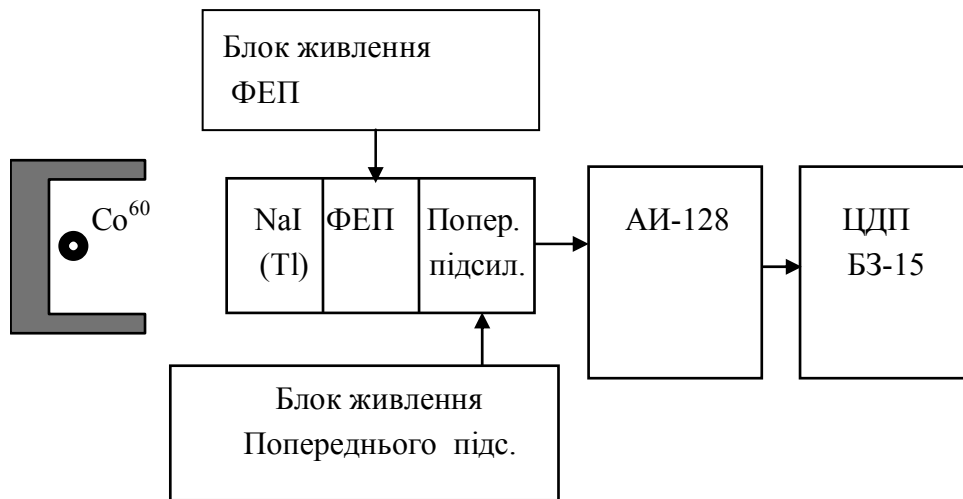
T_c – час перетворення (час розряду конденсатора);

T_{mc} – час циклу запису;

Час T_r та T_{mc} становить порядку 1 мкс. Основний вклад в мертвий час вносить T_c , що залежить від амплітуди вхідного імпульсу (від номера каналу).

Багатоканальний аналізатор АИ-128 може працювати в двох основних режимах роботи: вимірювання (тобто накопичення інформації в лічильниках каналів) та виводу інформації на вмонтований осцилограф або зовнішній друкуючий пристрій. Перемикання режимів слід здійснювати, попередньо натиснувши кнопку “СТОП”. Для занулення лічильників каналів слід в режимі виводу на осцилограф натиснути кнопку “СБРОС”. В аналізаторі АИ-128 лічильники каналів зроблені реверсивними, тобто можуть здійснювати додавання або віднімання імпульсів, що приходять, від накопичених в даному каналі. Це дає можливість здійснити віднімання фону від спектра в самому аналізаторі (перемикач “+ -”).

Для зміни ширини досліджуваної ділянки спектра і відповідно його масштабу змінюють коефіцієнт підсилення фото помножувача та/або підсилювача, що в невеликих межах найпростіше зробити зміною напруги живлення фотопомножувача.

Рис.11. Блок-схема сцинтиляційного γ -спектрометра.

Завдання

1. Ознайомитись з установкою, накопичити і роздрукувати спектр ^{60}Co .
2. Виміряти і роздрукувати фон за той самий час і відняти його від спектра ^{60}Co .
3. Побудувати одержаний спектр на міліметровому папері, визначити номери каналів, що відповідають максимумам фотопіків.
4. Знаючи енергії γ -квантів джерела ^{60}Co $E_1= 1,17 \text{ MeV}$, $E_2= 1,33 \text{ MeV}$, побудувати градувальну криву γ -спектрометра $E_\gamma(N)$, тобто залежність енергії від номера каналу.
5. Накопичити і роздрукувати спектр γ -випромінювання невідомого джерела, відняти фон, визначити енергії γ -квантів. За спектром γ -випромінювання ідентифікувати γ -активні ядра.
6. Оцінити енергетичну роздільну здатність γ -спектрометра, тобто ширину фотопіка на половині висоти. Оскільки вона, як правило, змінюється при зміні енергії γ -квантів, роздільну здатність сцинтиляційних спектрометрів прийнято виражати в % від енергії E_γ . Припускаючи, що одержана ширина фотопіків зумовлена лише статистичним характером випромінювання світлових фотонів кристалом, оцінити ефективність перетворення енергії γ -кванта в енергію сцинтиляційного фотона (в відсотках та в MeV/фотон).
7. Оцінити середню кількість фотонів, що виникають при реєстрації γ -квантів з енергією 1 MeV. В кристалі NaI(Tl).
8. Оцінити ефективність реєстрації γ -квантів 0.66 MeV, 1.17 MeV, 1.33 MeV для кристалу сцинтилятора, що використовувався в даній роботі. Пояснити отримані результати.

Контрольні питання

1. Ядро якого хімічного елемента випромінює γ -кванти з енергією 1.17 MeV та 1.33 MeV ?
2. На електронах якого хімічного елемента найчастіше проходить передача енергії $\gamma \rightarrow$ електрон в кристалі NaI(Tl)?
3. Пояснити принцип роботи ФЕП
4. Пояснити принцип роботи АЦП. Який мертвий час АЦП на 1024 канали, що має генератор 200 МГц?

5. Схематично намалювати спектри від γ -квантів з енергією 1 МеВ та 5 МеВ, що отримані за допомогою спектрометра на основі кристалу NaI(Tl).

Список літератури

1. Кабардин О.Ф. Практикум по ядерной физике. - М., 1965. – С.146-156.
2. Абрамов А.И. и др. Основы экспериментальных методов ядерной физики. - М., 1970. - 215с.
3. Вальтер А.К., Залюбовский И.И. Ядерная физика. - Харьков, 1978. - С.41-52, 65-73, 94-114, 150 -180.
4. Прайс В. Регистрация ядерного излучения. - М., 1960. – С.249-256.