Міністерство освіти і науки України
Харківський національний університет радіоелектроніки

Факультет _____Електронної та біомедичної інженерії_____

Кафедра _____Мікроелектроніки, електронних приладів та пристроїв_____

КВАЛІФІКАЦІЙНА РОБОТА
Пояснювальна записка

Рівень вищої освіти_____другий (магістерський)_____

ДОСЛІДЖЕННЯ МЕТОДІВ ВДОСКОНАЛЕННЯ ДЕТЕКТОРІВ ІОНІЗУЮЧОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ НА ОСНОВІ МІКРО- ТА НАНОЕЛЕМЕНТІВ

(тема)

Виконав: студент 2 курсу
групи _____МНПм-21-1_____
спеціальності 153 Мікро- та наносистемна___ техніка_____
(код і повна назва спеціальності)
_____Вакула М. Б._____
(прізвище, ініціали)
Тип програми _____освітньо-професійна_____
Освітня програма «Мікро- та наноелектронні прилади і пристрої»_____
(повна назва освітньої програми)
Керівник доцент кафедри МЕЕПП, кандидат фізико-математичних наук Галат О. Б._____
(посада, прізвище, ініціали)

Допускається до захисту

Зав. кафедри _____ __Бондаренко І. М.___
(підпис) (прізвище, ініціали)

2022 р.

Харківський національний університет радіоелектроніки

Факультет_____Електронної та біомедичної інженерії_____

Кафедра_____Мікроелектроніки, електронних приладів та пристроїв_____

Рівень вищої освіти_____другий (магістерській)_____

Спеціальність____153 Мікро- та наносистемна_ техніка_____
(код і повна назва)

Тип програми _____освітньо-професійна_____

Освітня програма__« Мікро- та наноелектронні прилади і пристрої»_____

ЗАТВЕРДЖУЮ:

Зав. кафедри _____
(підпис)

«_____»_____ 20 ___ р.

ЗАВДАННЯ
НА КВАЛІФІКАЦІЙНУ РОБОТУ

студентові_____Вакулі Михайлу Борисовичу_____
(прізвище, ім'я, по батькові)

1. Тема роботи _Дослідження методів вдосконалення детекторів іонізуючого_ випромінювання на основі мікро- та наноелементів_____
затверджена наказом університету від _14_11_2022__ р. № 1473Ст
2. Термін подання студентом роботи до екзаменаційної комісії 05.12.2022 р.
3. Вихідні дані до роботи: матеріали активного елементу датчика:
CdTe, CdSe, $Cd_xZn_{1-x}Te$, розміри активного елементу датчика 10х10х0,001 мм, температурні режими 280…310К, концентрації акцепторної домішки $10^7…10^{10}$ $см^{-3}$, робоча напруга 100…1000В, діапазон робочих енергій 0,5…1 МеВ (зокрема 662кеВ – основна лінія Cz)
4. Перелік питань, що потрібно опрацювати в роботі:
4.1 Виконати огляд аналогічних приладів, конструкцій та схем детекторів;__
4.2 Проаналізувати основні фактори, що впливають на якість сигналу напівпровідникового детектора, докладно оглянути вплив різних шумових складових;
4.3 Визначити чисельні та аналітичні методи розрахунку шумів детектора;_____
4.4 Провести математичне моделювання шумових характеристик детектора за різних температурних умов, складу матеріала датчика, геометричних розмірів, електричних параметрів;

4.5 Проаналізувати результати з метою вдосконалення існуючих структур. конструкцій та режимів роботи датчиків;

5. Перелік графічного матеріалу із зазначенням креслеників, схем, плакатів, комп'ютерних ілюстрацій (п.5 включається до завдання за рішенням випускової кафедри) Презентація – 16 слайдів.

КАЛЕНДАРНИЙ ПЛАН

№	Назва етапів роботи	Терміни виконання етапів роботи	Відмітка про виконання
1	Аналіз технічного завдання	14.11.22 – 17.11.22	Виконано
2	Аналітичний огляд	18.11.22 – 21.11.22	Виконано
3	Оформлення теоретичної частини	22.11.22 – 25.11.22	Виконано
4	Оформлення аналітичної частини	26.11.22 – 29.11.22	Виконано
5	Оформлення пояснювальної записки	30.11.22 – 03.12.22	Виконано
6	Підготовка презентації	04.12.22 – 06.12.22	Виконано
7	Рецензування, нормоконтроль	07.12.22 – 09.12.22	Виконано
8	Захист проекту	15.11.22	Виконано

Дата видачі завдання 21.11.2022 р.

Студент _____
(підпис)

Керівник роботи _____ _доцент Галат О. Б
(підпис) (посада, прізвище, ініціали)

РЕФЕРАТ

Пояснювальна записка до кваліфікаційної роботи: 52 сторінки, 13 рисунків, 22 джерела.

ІОНІЗУЮЧЕ ВИПРОМІНЮВАННЯ, CdZnTe, НАПІВПРОВІДНИКОВИЙ ДЕТЕКТОР, ЕКВІВАЛЕНТНИЙ ШУМОВИЙ ЗАРЯД, МОДИФІКАЦІЯ.

Об'єкт дослідження – взаємодія іонізуючого випромінювання з напівпровідниковим матеріалом детектора іонізуючого випромінювання на основі CdZnTe.

Предмет дослідження – методи підвищення чутливості датчиків.

Мета дослідження – підвищення ефективності виявлення іонізуючого випромінювання шляхом оптимізації параметрів детектора.

Метод дослідження – аналіз літератури, аналіз подібних конструкцій, комп'ютерне моделювання та проектування.

Актуальність роботи в тому, що вона направлена на підвищення ефективності виявлення іонізуючого випромінювання детекторами випромінювання, які застосовуються у багатьох сферах людської діяльності: фізиці елементарних частинок, астрофізиці, ядерній фізиці і техніці, митному контролі, медицині, біології, лазерній фізиці та техніці оптичного зв'язку.

В даній роботі розглянуті основні види детекторів іонізуючого випромінювання, їх основні характеристики, джерела шуму в напівпровідникових детекторах та методи підвищення їх чутливості.

ABSTRACT

Explanatory note: 52 pages; 13 pictures, 22 sources.

IONIZING RADIATION, CdZnTe, SEMICONDUCTOR DETECTOR, EQUIVALENT NOISE CHARGE, MODIFICATION.

The object of study is the interaction of ionizing radiation with the semiconductor material of the ionizing radiation detector based on CdZnTe.

The subject of research is methods of increasing the sensitivity of sensors.

The purpose of the research is to increase the efficiency of ionizing radiation detection by optimizing the detector parameters.

Research method – literature analysis, analysis of similar structures, computer modeling and design.

The relevance of the work is that it is aimed at increasing the efficiency of detecting ionizing radiation by radiation detectors that are used in many areas of human activity: particle physics, astrophysics, nuclear physics and technology, customs control, medicine, biology, laser physics and optical communication technology.

The main types of ionizing radiation detectors, their main characteristics, noise sources in semiconductor detectors and methods of increasing their sensitivity are considered in this work.

ЗМІСТ

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ, СИМВОЛІВ, ОДИНИЦЬ, СКОРОЧЕНЬ І ТЕРМІНІВ……...8
ВСТУП…….9
1 ІОНІЗУЮЧЕ ВИПРОМІНЮВАННЯ ТА ЙОГО ВЗАЄМОДІЯ З РЕЧОВИНОЮ ДЕТЕКТОРА……...11
1.1 Визначення і класифікація іонізуючого випромінювання……11
1.2 Взаємодія іонізуючого випромінювання з речовиною……...12
2 ВИДИ ДЕТЕКТОРІВ ІОНІЗУЮЧИХ ВИПРОМІНЮВАНЬ……...17
2.1 Види детекторів і їх характеристики……17
2.2 Газорозрядні детектори (газонаповнені)……..19
2.3 Сцинтиляційні детектори……...21
2.4 Напівпровідникові детектори……26
3 ЧИСЕЛЬНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ВЗАЄМОДІЙ ВИПРОМІНЮВАННЯ З РЕЧОВИНОЮ…….33
3.1 Визначення теоретичних залежностей шумових параметрів детекторів від електрофізичних та геометричних властивостей чутливого елемента……33
3.1.1 Шум Джонсона (тепловий шум)……...34
3.1.2 Генераційно-рекомбінаційний шум……..34
3.1.3 Дробовий та 1/f - шуми……..35
3.1.4 Шумові характеристики резистивного датчика іонізуючого випромінювання на основі CdTe з постійним зміщенням……...37
4 ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНА ЧАСТИНА……40
4.1 Опис експерименту……..40
4.2 Проведення математичного моделювання напівпровідникового детектора іонізуючого випромінювання, розрахунки шумових параметрів….40

4.3 Визначення оптимальних параметрів детектора для підвищення його чутливості……....46
ВИСНОВКИ……....48
ПЕРЕЛІК ДЖЕРЕЛ ПОСИЛАННЯ……..50
ДОДАТОК А……...53
ДОДАТОК Б……....54

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ, СИМВОЛІВ, ОДИНИЦЬ, СКОРОЧЕНЬ І ТЕРМІНІВ

E – енергія випромінювання;

ENC – еквівалентний шумовий заряд;

HPGe – германій високої чистоти;

R – енергетична роздільна здатність;

TLD – термолюмінесцентний дозиметр;

ε – енергія утворення пари в напівпровіднику;

ω – циклічна частота вхідного сигналу;

K – кельвін;

еВ – електронвольт;

МеВ – мегаелектронвольт;

МНМ – структура метал – напівпровідник – метал;

ФЕП – фотоелектронний помножувач.

ВСТУП

Іонізуюче випромінювання завжди було в природі. Джерела іонізуючого випромінювання зазвичай містяться у воді, повітрі, ґрунті або штучних пристроях. Однак іонізуюче випромінювання знаходиться в електромагнітному спектрі за межами області сприйняття людського ока – видимої області – і воно не має запаху. Таким чином, його неможливо виявити органами чуття людини. Оскільки іонізуюче випромінювання нелегко виявити, а також воно має високу іонізуючу здатність і проникну здатність, воно становить небезпеку для здоров'я людини, якщо воно виходить за допустимі межі. Необхідно систематично контролювати шкідливий вплив іонізуючого випромінювання на здоров'я людини, щоб запобігти пошкодженню, надмірному опроміненню або навіть смерті. Здатність ідентифікувати джерела радіації, конкретні радіоізотопи та вимірювати кількість радіації має вирішальне значення для моніторингу навколишнього середовища, радіаційного захисту та розробки програм безпеки.

Іонізуюче випромінювання неможливо виміряти безпосередньо. Виявлення здійснюється опосередковано за допомогою чутливого до іонізуючого випромінювання матеріалу, який є основою для розробки датчиків або детекторів випромінювання. Однак не існує радіаційного детектора, який міг би ефективно вимірювати всі типи радіації. Взаємодія випромінювання з речовиною залежить від природи випромінювання: електромагнітне випромінювання, легкі заряджені частинки, нейтрони або важкі заряджені частинки. Тому детектор, який ефективно вимірює певний тип випромінювання, може бути абсолютно непридатним для інших. Характер реакції чутливого матеріалу на іонізуюче випромінювання та його енергетичний діапазон, який потрібно виміряти, визначатимуть тип детектора.

Коли іонізуюче випромінювання взаємодіє з чутливим матеріалом, з якого складається пристрій детектора, воно генерує сигнал, який може бути імпульсним, дірковим, світловим сигналом і багатьма іншими. Виявлення випромінювання залежить від конкретної взаємодії з чутливим матеріалом, і є три основні та добре встановлені можливості зв’язати та класифікувати індуковане випромінювання з генерованим сигналом у детекторі, як показано нижче:

Генерований сигнал від падаючого випромінювання створюється шляхом підрахунку кількості взаємодій, що відбуваються в чутливому об’ємі детектора. У цьому випадку детектор називається лічильником.

Падаюче випромінювання генерує сигнал, який вимірює енергію, яка досягла детектора. Детектор називається спектрометром.

Детектор вимірює середню енергію, що падає в певну область чутливого об’єму, тобто поглинуту дозу випромінювання. Такі детектори називаються дозиметрами. Для вимірювання випромінювання в реальному часі, як і у випадку оцінки середнього випромінювання даного місця, використовуються прилади прямого зчитування, такі як детектори газу, сцинтиляційні детектори або напівпровідникові детектори.

Мета роботи – підвищення ефективності виявлення іонізуючого випромінювання шляхом оптимізації параметрів детектора.

1 ІОНІЗУЮЧЕ ВИПРОМІНЮВАННЯ ТА ЙОГО ВЗАЄМОДІЯ З РЕЧОВИНОЮ ДЕТЕКТОРА

1.1 Визначення і класифікація іонізуючого випромінювання

Іонізуюче випромінювання – це потоки електромагнітного випромінювання, елементарних частинок або уламків поділу атомів, здатні іонізувати речовину. Розрізняють два види іонізуючого випромінювання:

– безпосередньо іонізуюче – випромінювання, що складається із заряджених частинок, здатних іонізувати середовище. До нього відносяться електрони, позитрони, α-частки та інші, які безпосередньо іонізують атоми та молекули при проходженні через речовину.

– непрямо іонізуюче – випромінювання, яке складається з незаряджених частинок, здатних створювати безпосередньо іонізуюче випромінювання та (або) викликати ядерні перетворення. До нього відносяться нейтрони та фотони, які породжують вторинні заряджені частинки, взаємодія яких із речовиною і призводить до його іонізації [1].

Іонізуюче випромінювання, яке складається з частинок одного виду однакової енергії, називається моноенергетичним однорідним випромінюванням. А немоноенергетичним називається випромінювання, що складається з фотонів різних енергій або частинок одного виду з різними кінетичними енергіями. А змішаним випромінюванням називається те випромінювання, що складається з часток різного виду.

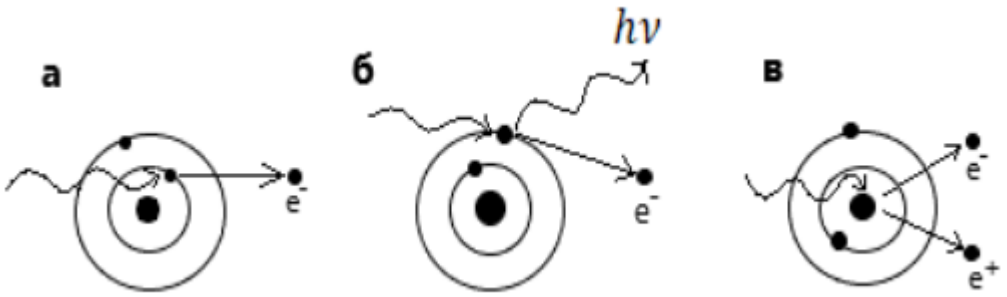
Іонізуюче випромінювання класифікують за його характером спрямованості: спрямоване та неспрямоване. Спрямоване випромінювання входить у розглянуту точку простору лише по одному напрямку. Прикладом може служити випромінювання точкового джерела без розсіювального середовища. У ненаправленого випромінювання іноді можна назвати

переважний напрям поширення. Якщо у деякому просторі відсутній переважний напрям поширення іонізуючого випромінювання, то випромінювання називають ізотропним.

Класифікують іонізуюче випромінювання також у часовому масштабі (мається на увазі послідовність появи частинок (квантів) у процесі взаємодії вихідної частки іонізуючого випромінювання з частинками середовища). Розрізняють первинне та вторинне іонізуюче випромінювання. Під первинним розуміється іонізуюче випромінювання, що у аналізованому процесі взаємодії із середовищем приймається за вихідне. Вторинне іонізуюче випромінювання виникає в результаті взаємодії первинного іонізуючого випромінювання з цим середовищем [2].

1.2 Взаємодія іонізуючого випромінювання з речовиною

Під терміном «γ-квант» розуміють жорстке електромагнітне випромінювання з енергіями десятки кеВ і вище, що відповідає довжинам хвиль 10^{-10}м. Гамма-кванти відчувають електромагнітну взаємодію з електронами та ядрами середовища. Взаємодія з ядрами може призвести до протікання так званих фотоядерних реакцій, коли гамма-квант поглинається, а з ядра вилітає протон або найчастіше нейтрон. Проте, ймовірність перебігу фотоядерних реакцій невелика. До того ж реакції йдуть під дією гама квантів з досить високими енергіями, що перевищують енергію зв'язку нуклонів у ядрі, що для більшості ядер становить близько 8-10 МеВ. Існує кілька механізмів, за допомогою яких гамма-промені взаємодіють з речовиною, три з яких важливі з точки зору виявлення гамма-променів і передачі енергії в навколишнє середовище: фотоефект, комптон-ефект та утворення електронно-позитронних пар (рис.1.1).



а – фотоефект, б – комптонівське розсіювання, в – утворення пар;

Рисунок 1.1 – Взаємодія γ - квантів з речовиною

Першим типом взаємодії гамма-променів з речовиною є фотоефект. Це процес передачі всієї енергії гамма-квантів атому електрона.:

$$\gamma + A \rightarrow A^{+} + e^{-}. \qquad (1.1)$$

При фотоелектричному поглинанні гамма-квант, зіштовхуючись з міцно пов'язаним електроном (частіше електронами K-оболонки) в атомах опромінюваної речовини, повністю передає йому свою енергію, сам зникає, а електрон набуває кінетичної енергії, що дорівнює енергії гамма-кванту мінус енергія зв'язку електрона :

$$E_e = E_\gamma - E_{зв}. \qquad (1.2)$$

Тому при фотоефекті вся енергія первинних гамма-квантів перетворюється на кінетичну енергію фотоелектронів, що іонізують атоми та молекули. Електрони в E-оболонці перескакують на вакантні позиції на орбіталях K-оболонки, а електрони в M-оболонці перескакують на E-оболонку. Перерозподіл електронів усередині іонізованих атомів призводить до характерного рентгенівського випромінювання та Оже-електронної емісії.

Фотоелектричне поглинання переважає в діапазоні, де енергія гамма-кванту не перевищує 0,05 МеВ, а поглиначі є матеріалами з високим атомним номером.

Слабозв'язаний вільний електрон (не пов'язаний з атомом) не може поглинати гамма-кванти, тому фотоефект неможливий (і неможливе одночасне виконання законів збереження енергії та імпульсу). У повітрі, воді та живих тканинах фотоелектричне поглинання становить 50% при енергії гамма-квантів близько 60 кеВ. При Е=120 кеВ частка фотоелектричного поглинання становить близько 10 %, а починаючи з 200 кеВ їм можна знехтувати. В цьому випадку гамма-промені послаблюються за допомогою комптонівського розсіювання [3].

Ефект Комптона пов'язаний з тим, що гамма-кванти стикаються зі слабозв'язаними електронами, передають їм не всю свою енергію, а тільки її частину, і після зіткнення змінюють напрямок свого руху, тобто розсіюються. 1.1 б). В результаті формується безперервний спектр комптонівських електронів та гамма-квантів. За рахунок зіткнень із гамма-квантами електрони (електрони віддачі) набувають великої кінетичної енергії, яку вони витрачають на іонізацію речовини (вторинна іонізація).

На відміну від фотоефекту, в ефекті Комптону гамма-кванти взаємодіють із зовнішніми валентними електронами з мінімальною енергією зв'язку. Також може відбуватися комптонівське розсіювання на вільних електронах легких елементів при Еу ≥ 0,05 МеВ.

Таким чином, в результаті Комптон-ефекту інтенсивність гамма-випромінювання послаблюється внаслідок того, що гамма-кванти, взаємодіючи з електронами середовища, розсіюються в різних напрямках і йдуть за межі первинного пучка,а також в наслідок передачі електронам частини своєї енергії:

$$E_{\gamma 2} = E_{\gamma 1} - E_{e^*}. \qquad (1.3)$$

Утворення електрон-позитронної пари (рис. 1.1). Проходячи через щільну речовину деякі гамма-кванти з енергіями вище 1,022 МеВ під дією сильних

електричних полів поблизу ядра перетворюються на електрон-позитронні пари ($e^- e^+$):

$$\gamma = e^+ + e^-. \quad (1.4)$$

У цьому випадку одна форма матерії – гамма-випромінювання перетворюється на іншу – на частинки речовини. Утворення такої пари частинок можливе лише при енергіях гамма квантів не менших, ніж енергія, еквівалентна масі обох частинок електрона та позитрону Оскільки електрони та позитрони мають однакову масу, то для їх утворення без повідомлення їм додаткової кінетичної енергії, енергія гамма-кванту повинна задовольняти співвідношення взаємозв'язку маси та енергії:

$$E = h\nu \geq m_e c^2 \approx 1{,}022 \text{ МеВ}. \quad (1.5)$$

Якщо енергія гамма-квантів більша за 1,022 МеВ, частинці передається надмірна енергія. Тоді кінетична енергія E_k частинки, що утворюється, дорівнює різниці між енергією фотона E_γ і подвоєною енергією спокою електрона.

$$E_k = E_\gamma - 2m_e c^2 = h\nu - 1{,}022 \text{ МеВ}. \quad (1.6)$$

Надалі електронно-позитронна пара, що утворилася, зникає (анігілює): перетворюється на два вторинних гамма-кванти з енергією, що дорівнює енергетичному еквіваленту маси спокою частинок (0,511 МеВ). Вторинні гамма-кванти здатні викликати лише Комптон-ефект і зрештою фотоефект. Вони втрачають енергію тільки при зіткненнях з електронами. Зі збільшенням енергії гамма-квантів та щільності поглинача ймовірність процесу утворення пар збільшується.

Рисунок 1.2 показує області переважання основних взаємодій гамма-квантів з речовиною в залежності від енергії квантів і атомного номера поглинача. Лінії показують рівності перерізів, вони поєднують точки з рівною ймовірністю процесів. Таким чином, для низьких енергій квантів і поглиначів з великим Z переважає фотоефект, для середніх енергій і поглиначів із середніми значеннями Z-комтонівське розсіювання, для важких поглиначів та високих енергій – утворення пар. E_γ, МеВ

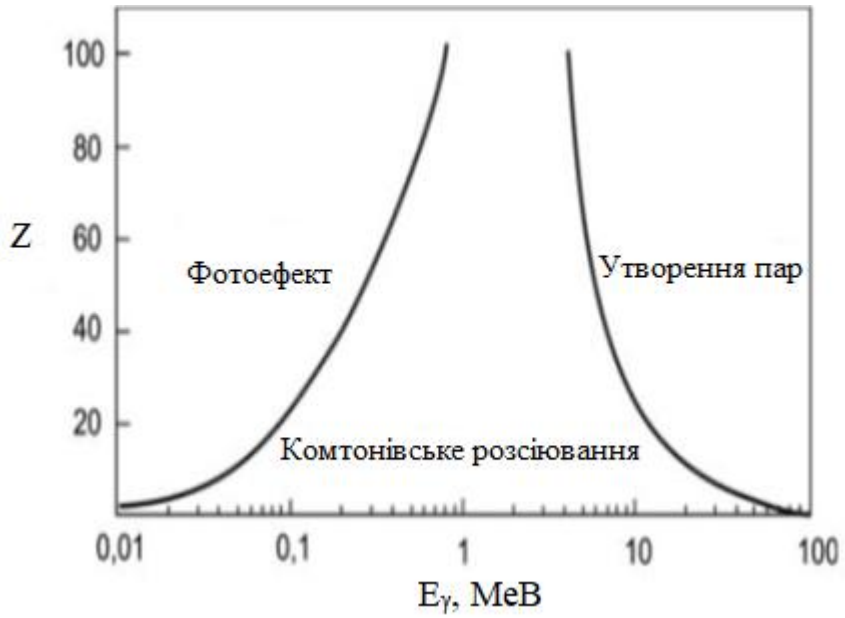


Рисунок 1.2 – Області переважання різних видів взаємодії гамма-випромінювання з речовиною

Усі описані ефекти супроводжуватимуться вторинними процесами. Очевидно, електрон, вибитий з атома, вибиватиме вторинні електрони з середовища, іонізуючи та збуджуючи атоми та молекули: породжуватиме гальмівне і, можливо, черенківське випромінювання [4].

2 ВИДИ ДЕТЕКТОРІВ ІОНІЗУЮЧИХ ВИПРОМІНЮВАНЬ

2.1 Види детекторів і їх характеристики

Прилади, призначені для реєстрації випромінювань і часток, визначення складу випромінювання і вимірювання його енергетичного спектру, називаються детекторами іонізуючого випромінювання. Для реалізації детекторів використовуються різноманітні ефекти, що є результатом взаємодії випромінювання та речовини[5]. У будь-якому випадку, детекторним пристроєм можна вважати структуру, на вхід якої надходять частки, а на виході з'являються сигнали. Для різних детекторів характерна різноманітна форма вихідних сигналів як імпульсів струму, спалахів світла тощо. Існують характеристики, що визначають придатність детекторів.

Ефективність реєстрації частинок визначається як відношення числа зареєстрованих частинок до частинок, що потрапили в детектор

$$\eta_p = N_p/N, \tag{2.1}$$

де N_p – число зареєстрованих частинок (квантів);

N – число частинок (квантів), які потрапили за цей час у робочий об'єм детектора через вхідне вікно.

Ефективність реєстрації залежить від багатьох факторів і є різною для різних детекторів. Для одного і того ж детектора вона залежить від виду випромінювання, а для того самого виду випромінювання залежить від його енергії.

Розділювальний час (часова роздільна здатність) – мінімальний проміжок часу між послідовним попаданням у детектор двох частинок, коли їх сигнали

ще не накладаються один на одного. Якщо розділювальний час приблизно дорівнює середньому часу між попаданням частинок, значна частина їх не буде підрахована. Мірою інерційності детектора є мертвий час – час, за який детектор, що зареєстрував одну частинку, встигає повернутися у вихідний стан, щоб бути готовим до реєстрації наступної частки. Частинки, що пройшли через детектор у період мертвого часу, не реєструються.

Енергетична (амплітудна) роздільна здатність детектора – це здатність детектора розділяти дві частинки, що розрізняються за величиною енергії. Чим менша різниця в енергіях частинок, розділених детектором, тим краща у нього роздільна здатність. Роздільну здатність визначають, як відношення ширини диференціального амплітудного розподілу імпульсів на половині висоти максимуму до амплітуди, що відповідає положенню максимуму при опроміненні детектора потоком моноенергетичних частинок (квантів):

$$R = \Delta A/A, \tag{2.2}$$

де ΔA – ширина піка на половині висоти;

A – амплітуда.

Просторовою роздільною здатністю детектора називається похибка, з якою детектор може фіксувати положення частки у просторі[2].

Широко поширені два основні класи детекторів – трекові та електронні. У трекових детекторах частка тим чи іншим чином залишає слід від свого проходження. До них відносяться камера Вільсона, бульбашкова камера, фотоемульсійні, фотолюмінесцентні та термолюмінесцентні детектори. Найчастіше використовуються електронні детектори, у яких потрапляння частки випромінювання призводить до появи електричного сигналу. Такі детектори досить просто сполучаються з мікропроцесором або комп'ютером, які розшифровують сигнали і подають інформацію про випромінювання.

Основні типи електронних детекторів – газорозрядні, напівпровідникові та сцинтиляційні.

2.2 Газорозрядні детектори (газонаповнені)

Коли високоенергетичне випромінювання проходить через середовище, воно піддається іонізації та виділяє заряди, які залежать від енергії збудження випромінювання. У детекторах газу іонізація проявляється у вигляді електронно-іонних пар, і ці носії заряду можуть притягуватися та збиратися електродами [6].

У газах іонізовані частинки можуть рухатися вільніше, ніж у рідині чи твердому тілі. Тому в лічильниках газу простір між електродами заповнений газом і при подачі напруги різниця потенціалів між електродами створює електричне поле. Електрони та позитивно заряджений атом газу кожної пари іонів прискорюються до анода та катода відповідно, що призводить до появи електричного сигналу (струму) у ланцюзі, який можна співвіднести з радіаційним впливом і відобразити як значення (рис. 2.1).

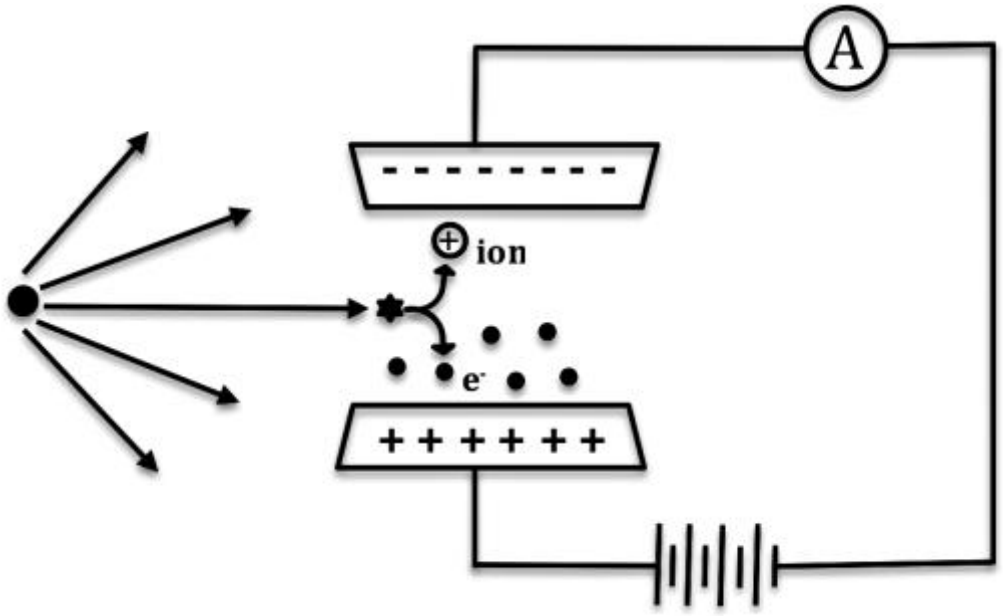


Рисунок 2.1 – Поточний режим

Другий спосіб виявлення – це отримання сигналу падаючого випромінювання через імпульси (режим підрахунку імпульсів). У цьому випадку кількість генерованих іон-електронних пар відповідає інтенсивності зареєстрованого імпульсу (рис. 2.2). Прикладами газових детекторів є іонізаційна камера, пропорційні лічильники та лічильники Гейгера-Мюллера. Як правило, іонізаційні камери використовуються в поточному режимі, тоді як пропорційні лічильники та Гейгера-Мюллера використовують імпульсний режим для вимірювання випромінювання.

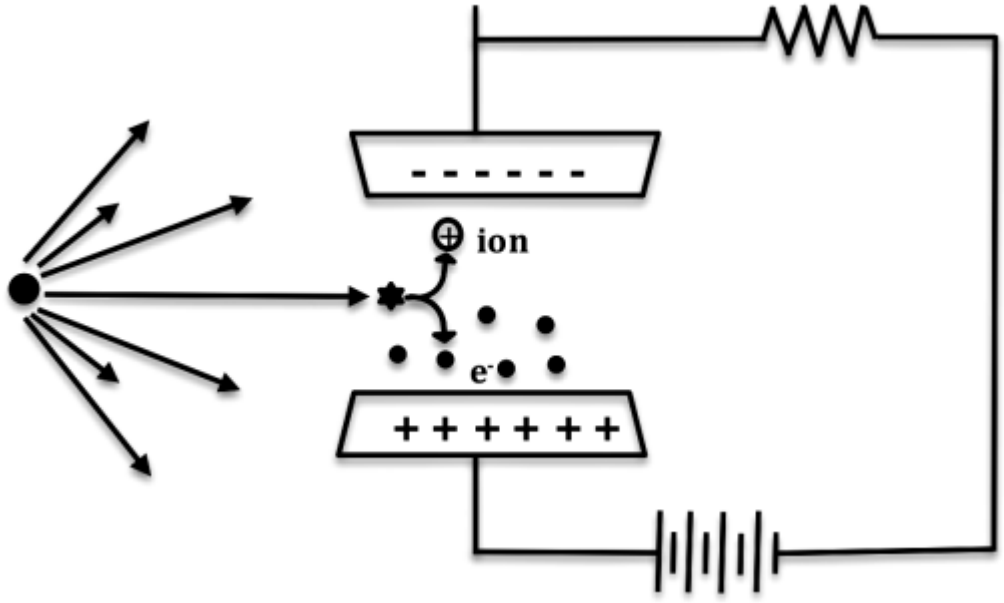


Рисунок 2.2 – Режим підрахунку імпульсів

Середня енергія W, необхідна для створення електронно-іонної пари, варіюється у діапазоні від 20 до 45 еВ залежно від використовуваного газу. Середню енергію W можна виразити як [6]:

$$W=E_i/N, \qquad (2.3)$$

де E_i – енергія, що виділяється падаючим випромінюванням;

N – середня кількість утворених електронно-іонних пар.

Кількість утворених іонних пар змінюється залежно від прикладеної напруги для постійного падаючого випромінювання. Напруга може змінюватися в широких межах залежно від геометрії детектора, типу газу та тиску.

2.3 Сцинтиляційні детектори

Сцинтиляційний метод реєстрації випромінювань заснований на виникненні в деяких сполуках спалахів світла (сцинтиляцій) під дією заряджених частинок. Сцинтиляційні детектори іонізуючого випромінювання мають деякі переваги перед лічильниками Гейгера (газонаповненими) – амплітуда та тривалість спалаху можуть охарактеризувати тип та енергії частинок, які викликали спалах. Також перевагою сцинтиляційних детекторів є висока частка частинок, що реєструються, і висока ефективність детектування гамма-випромінювання. Сцинтиляційні детектори та лічильники знайшли широке застосування у складі апаратури контролю в атомній енергетиці, виробництві радіоактивних матеріалів, у системах екологічного контролю та системах контролю за зберіганням та переміщенням ядерних матеріалів, у металургійній, хімічній промисловості та в інших галузях науки та техніки, де потрібне виявлення радіонуклідів природного та штучного походження [7].

Сцинтиляційні детектори складаються із сцинтилятора та чутливого фотоелектричного пристрою (фотоелектронного помножувача) (рис. 2.3). Засновані на реєстрації спалахів світла, що виникають при попаданні на речовину (сцинтилятор) іонізуючих випромінювань. При взаємодії із сцинтилятором іонізуючі випромінювання породжують його видиму люмінесценцію. За допомогою фотоелектронного помножувача світлові сигнали пропорційно перетворюються на електричні, потім обробляються за допомогою електровимірювальної техніки. У детекторах невеликих розмірів наносять сцинтилятори безпосередньо на катод фотоелектронного

помножувача. У ряді випадків між сцинтилятором та фотокатодом поміщають світловод.

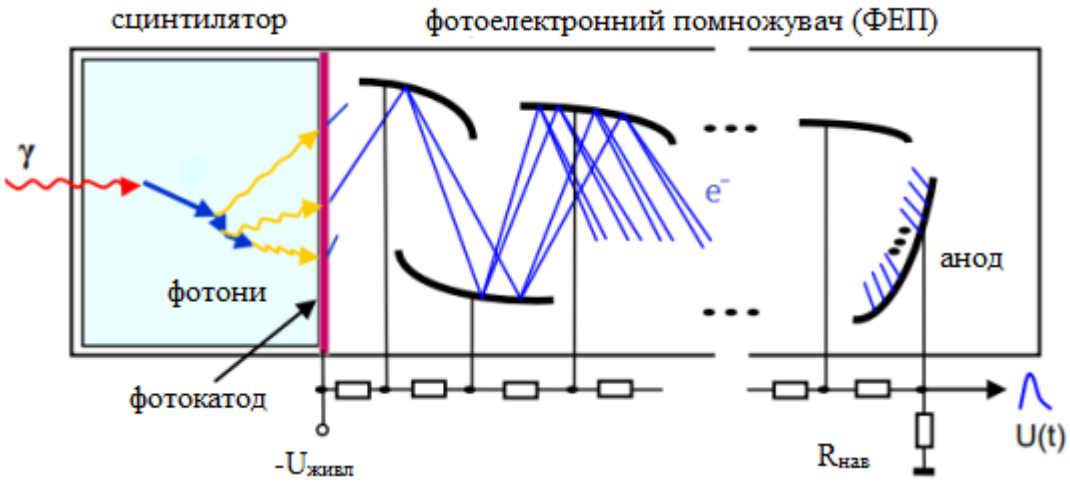


Рисунок 2.3 – Принципова схема сцинтиляційного детектора

Амплітуда електричного сигналу фотоелектронного помножувача пропорційна інтенсивності світлового спалаху, який, у свою чергу, пропорційний енергії частки. Тому, обравши для кожного виду випромінювань відповідні сцинтилятори, можна визначити енергетичні спектри випромінювань.

Сцинтилятори – це речовини, які під дією заряджених частинок або довгохвильового електромагнітного випромінювання випромінюють фотони у видимій або ультрафіолетовій частині спектру. Використання сцинтиляторів для реєстрації фотонного випромінювання обумовлено їх більш високою ефективністю реєстрації та меншим роздільним часом порівняно з газорозрядними лічильниками. Також сцинтилятори в залежності від характеристик вихідного матеріалу та призначення можуть виготовлятися різної форми та розмірів [8].

Сцинтилятори можна охарактеризувати такими параметрами як спектр випромінювання, конверсійна ефективність та час висвічування.

Спектр випромінювання – діапазон довжин хвиль (E), у якому спостерігається максимальне поглинання власного випромінювання у сцинтиляторі.

Конверсійна ефективність – відношення енергії світлового спалаху, до енергії, яку втрачає заряджена частинка в сцинтиляторі. Конверсійна ефективність визначає ефективність перетворення енергії заряджених частинок у світло. Світловий вихід – це відношення енергії середньої кількості фотонів люмінесценції до енергії, втраченої іонізуючою частинкою в сцинтиляторі. Світловий вихід характеризує кількість світла, що випускається сцинтилятором. Конверсійна ефективність дуже тісно зв'язана з типом та якістю сцинтилятора. У ідеальних сцинтиляторах конверсійна ефективність залежить від щільності іонізації, тобто від енергії зарядженої частки. У цьому випадку енергія світлового спалаху пропорційна енергії, втраченій частинкою сцинтилятора.

Час висвічування сцинтилятора (τ) – це час, за який інтенсивність зменшиться в e разів. Він характеризує тривалість свічення [9].

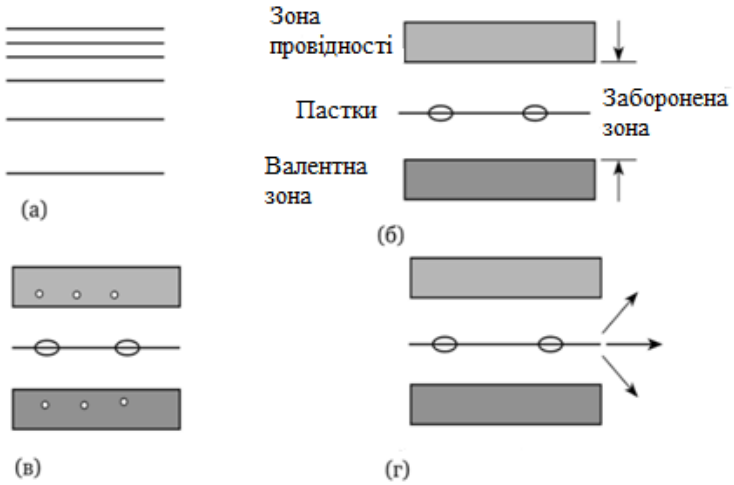
Механізм збудження та висвічування характеризує основні властивості сцинтиляторів. Тому можна розділити сцинтилюючі речовини на такі групи: органічні сполуки (кристали та пластики), гази та неорганічні кристали (CsI, ZnS, NaI та скла).

В органічних сцинтиляторах окремі молекули слабко взаємодіють одна з іншою, тобто енергетичні рівні окремих молекул мало обурені присутністю сусідніх молекул. Тому можна вважати, що характер взаємодії заряджених частинок з речовиною органічного сцинтилятора не залежить від його агрегатного стану та зводиться до іонізації та збудження окремих молекул безпосередньо зарядженої частинкою.

Газові сцинтилятори застосовуються головним чином для реєстрації сильно іонізуючих короткопробіжних частинок (уламків поділу важких ядер). Як газові сцинтилятори використовуються в основному чисті благородні гази (гелій, аргон, криптон, ксенон) та їх суміші. Час висвічування близько 10^{-8}с

залежить від тиску газу. Довжини хвиль випромінюваного світла лежать у діапазоні далекого ультрафіолету. Тому світлові спалахи, що виникають у газі під час проходження зарядженої частки, не можуть бути безпосередньо зареєстровані з допомогою звичайних ФЕП [9].

Сцинтиляції виникають у кристалічних структурах. Механізм виникнення сцинтиляцій добре описується з допомогою зонної теорії твердого тіла. В одиночному атомі енергетичні рівні, що займають електрони, мають малу ширину і відокремлені один від одного (рис. 2.4, а). У чистому кристалі енергетичні стани електронів визначаються структурою кристала. У кристалі утворюється валентна зона, яка за нормальних умов повністю заповнена електронами, і зона провідності, яка зазвичай не заповнена. Остання зона розташована вище за першу (по енергії) і відокремлена від неї забороненою зоною енергії. Будь-які дефекти в кристалі, такі як атоми домішки або вільні місця у ґратці, можуть створювати в окремих точках усередині кристала рівні енергії у забороненій зоні (рис. 2.4, б).



а – енергетичні рівні окремого атома, б – енергетичні рівні окремого твердого кристала, в – перехід збуджених електронів із валентної зони до зони провідності, г – Генерація фотонів видимого світла при поверненні електронів у валентну зону

Рисунок 2.4 – Енергетичні рівні у твердому тілі

Коли електрони в нижній зоні поглинають достатньо енергії (наприклад, при взаємодії з фотоном), вони переходять у збуджений стан і в результаті можуть перейти в зону провідності. Електрони можуть зняти збудження та повернутися назад у валентну зону. При цьому переході електронів звільнятиметься енергія, що дорівнює ширині забороненої зони. Ця енергія може розсіятися різними способами, одним із яких є випромінювання фотона з енергією, що дорівнює ширині забороненої зони (рис. 2.4, г). Якщо ця енергія потрапляє в інтервал видимого світла, такий матеріал називається сцинтилятором.

Бажаними якостями сцинтилятора є високий атомний номер та щільність, високий вихід світла, хороша прозорість, низький коефіцієнт заломлення, малий час висвічування, стабільність та невисока вартість.

Другою важливою складовою сцинтиляційного детектора є фотоелектронний помножувач (ФЕП) (рис. 2.4). Фотоелектронний помножувач – це фотоелемент із багаторазовим посиленням, що ґрунтується на явищі вторинної емісії. ФЕП складається з фотокатода, фокусуючого пристрою, кількох емітерів (дінодів) та анода. Усі електроди фотоелектронного помножувача поміщені у балон із високим вакуумом. Світлові кванти, що падають на фотокатод, викликають фотоефект. Фотоелектрони, що виникли при цьому, потрапляють в електричне поле, прискорюються і фокусуються на першому емітері. При ударах електронів про перший емітер відбувається вторинна емісія. Електрони, вибиті з першого емітера, прискорюються у наступному міжелектродному проміжку і, потрапляючи на другий емітер, викликають у свою чергу вторинну емісію з другого і т.д. Таким чином, число електронів від емітера до емітера лавиноподібно наростає. Електрони з останнього емітера збираються на аноді фотопомножувача. Оскільки коефіцієнт вторинної емісії залежить від кількості падаючих електронів, то ФЕП є лінійним приладом, тобто заряд, що приноситься лавиною на анод,

пропорційний числу первинних фотоелектронів, що збираються з фотокатода, і, отже, пропорційний інтенсивності світлового спалаху, що потрапив на катод.

2.4 Напівпровідникові детектори

Напівпровідниковий детектор – прилад для реєстрації іонізуючих випромінювань, матеріалом чутливої області якого є напівпровідник. При подачі напруги на контакти детектора у напівпровіднику утворюється шар з високою напруженістю електричного поля (від 10^3 до 10^4 В / см), що є чутливою. областю приладу. Частинки (кванти) іонізуючого випромінювання з енергією Е створюють у чутливій області електронно-діркові пари у кількості, що дорівнює Е/ε (де ε – енергія утворення пари в напівпровіднику; наприклад, для Si ε = 3,6 еВ). В електричному полі чутливої області електрони та дірки дрейфують до контактів детектора, індукуючи на них електричний сигнал. Амплітуди сигналів, створюваних частинками, пробіг яких менший за товщину чутливої області, дають енергетичний спектр частинок; якщо пробіг більший за товщину чутливої області – реєструється спектр втрат енергії частинок у цій області. Форма сигналу залежить від довжини пробігу частки або від точки поглинання кванта[10]. Оскільки на довжину пробігу частинки впливають її маса та заряд, то напівпровідникові детектори дозволяють ідентифікувати частинки за цими параметрами, а для γ-квантів – визначати точку їх поглинання.

У напівпровідникових детекторах використовуються чисті монокристали Si, Ge, C (алмаз), GaAs, CdTe, CdZnTe (у перспективі також SiC і HgI2). Так звані поверхнево-бар'єрні напівпровідникові детектори на основі Si та Ge мають структуру метал – напівпровідник – метал (МНМ) з бар'єром Шоттки. МНМ-структури з двома омічними контактами використовують для напівпровідникових детекторів на основі C, GaAs, CdTe, CdZnTe та HgI2[11]. Найбільшого поширення набули напівпровідникові детектори з p–n-переходом

у вигляді p+–i–n+ структур на основі Si та Ge. Тут p+ та n+ – контакти, леговані акцепторною та донорною домішками відповідно (зміст домішок від 10^{18} до 10^{20} $см^{-3}$), i – чистий напівпровідник (зміст домішок приблизно 10^{11} $см^{-3}$).

Для реєстрації частинок зазвичай використовують напівпровідникові детектори із Si, рідше із C. Рентгенівські та γ-кванти детектуються напівпровідниковими детекторами на основі будь-яких описаних напівпровідників, при цьому ефективність реєстрації квантів зростає як Z^4 (де Z – сумарний заряд ядер атомів хімічних елементів у складі напівпровідника). З урахуванням можливих розмірів чутливої області напівпровідникових детекторів на основі Si ефективні в діапазоні енергій частинок від 1 до 18 кэВ, на основі GaAs – від 5 до 60 кэВ, на основі високочистого Ge – від 5 кэВ до 10 МеВ, на основі CdTe, CdZnTe та HgI2 – від 5 кеВ до 1 МеВ[11].

Рухливість електронів у газовому лічильнику в тисячі разів перевищує рухливість іонів. Насправді рухливість електронів у напівпровідниках приблизно дорівнює рухливості дірок, і обидва типи носіїв вносять свій внесок у провідність.

Провідність є величиною, оберненою до питомого опору, і визначається за допомогою:

$$J = \sigma E, \qquad (2.4)$$

де J – густина струму ($А/м^2$);

σ – провідність [А/(В·м)];

Е – електричне поле (В/м).

Інший вираз для густини струму:

$$J=eNv, \qquad (2.5)$$

де N – кількість носіїв заряду;

e – елементарний заряд;

v – швидкість носіїв.

Вираз для провідності має вигляд:

$$\sigma = e(N_e \cdot \mu_e + N_h \cdot \mu_h), \quad (2.6)$$

де N_e і N_h – концентрації носіїв;

μ_e і μ_h – рухливість електронів і дірок відповідно.

Відповідно до цього рівняння провідність змінюється, якщо змінюється рухливість носіїв заряду та/або їх концентрація. Таким чином, обидва члени в правій частині рівняння 2.6 сприяють провідності в напівпровідникових детекторах.

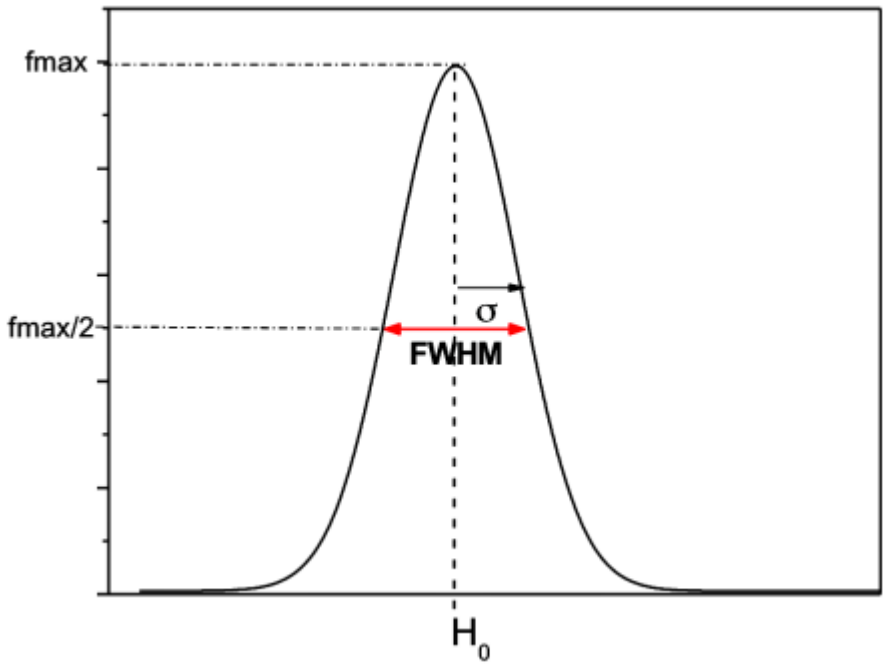


Рисунок 2.5 – FWHM для розподілу Гауса

На рис. 2.5 представлена енергетична роздільна здатність, R, яка визначає здатність системи розрізняти дві енергії, які дуже близькі одна до одної, і це є важливим параметром у спектральному виявленні іонізуючого випромінювання. Її зазвичай визначають як[12]:

$$R = FWHM/H_0, \quad (2.7)$$

де FWHM – це повна ширина на половині максимуму;

H_0 – пік центроїда.

У цьому випадку результати FWHM відносяться до σ як FWHM = 2,35 σ.

Для того, щоб напівпровідник діяв як детектор випромінювання, активна область випромінювання повинна бути вільною від надлишкових електричних зарядів (збідненою). Збіднена зона може бути сформована за допомогою матеріалів дуже високої чистоти, таких як германій високої чистоти (HPGe) або PN-переходів. PN-переходи виходять, коли напівпровідник n-типу (надлишок електронів) контактує з напівпровідником p-типу (надлишок дірок). Потім електрони та дірки дифундують з n-області до p-області та з p-області до n-області, відповідно, і вони рекомбінують навколо межі розділу. Іони, які залишилися після рекомбінації електронів і дірок, створюють електричне поле, яке притягуватиме більше електронів і дірок, доки не залишиться носіїв заряду для рекомбінації.

У цей момент, якщо іонізуюче випромінювання взаємодіє з напівпровідником у цій збідненій області, електрони піднімаються до зони провідності, залишаючи позаду дірки у валентній зоні та створюючи велику кількість електронно-діркових пар. Якщо на напівпровіднику подати напругу, ці носії легко притягуються до електродів, і струм тече в ланцюг, що призводить до імпульсу. Розмір імпульсу прямо пропорційний кількості

зібраних носіїв, яка пропорційна енергії, що вноситься в матеріал падаючим випромінюванням (рис. 2.6).

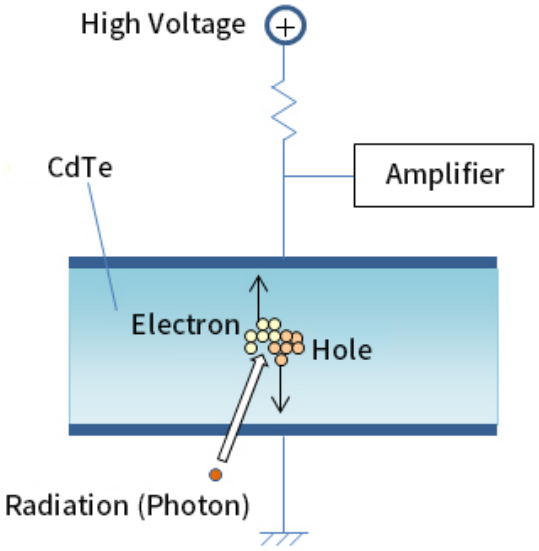


Рисунок 2.6 – Схема напівпровідникового детектора

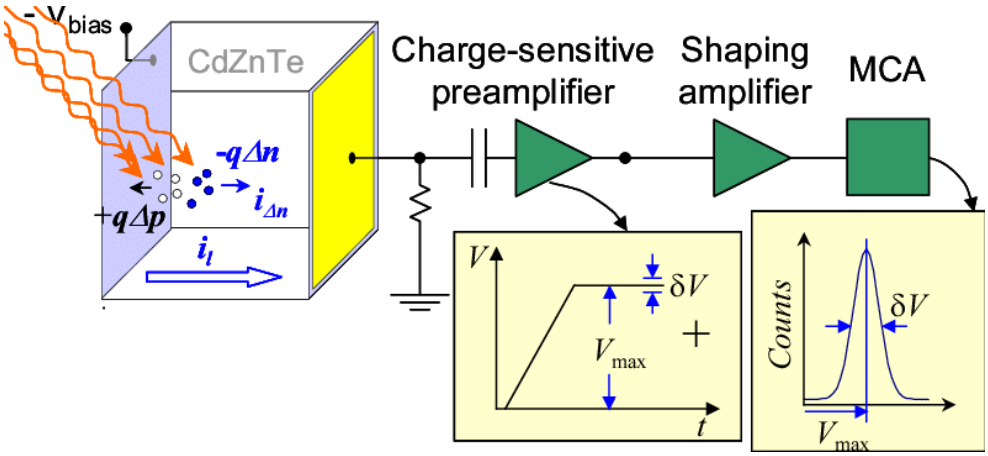


Рисунок 2.7 – Схема детектування напівпровідникового детектора[13]

Залежно від типу вимірюваного випромінювання та мети застосування використовуються різні напівпровідникові матеріали та пристрої. Типи випромінювання, які можна виміряти за допомогою напівпровідникових детекторів, охоплюють широкий діапазон електромагнітного спектру: <1 еВ до ~10 МеВ для фотонів і енергії вище кеВ для заряджених частинок. Зазвичай

напівпровідникові детектори використовуються для бета-частинок або гамма-випромінювання, оскільки важкі заряджені частинки спричиняють більшу радіаційну шкоду. Вони широко використовуються в електронних дозиметрах атомних електростанцій і портативних оглядових приладах в системах гамма-спектроскопії.

Невелика енергія потрібна для створення електронно-діркової пари в напівпровідникових матеріалах (близько 3 еВ для германію) порівняно з енергією, необхідною для створення електронно-іонної пари в газах (30 еВ для типових газових детекторів) або для створення електрона -діркова пара в сцинтиляторах (100 еВ) [14]. Як наслідок, утворюється велика кількість електронно-діркових пар, які досягають електродів, збільшуючи кількість пар на імпульс, а потім зменшуючи як статистичні флуктуації, так і сигнал/шум у попередньому підсилювачі. Це створює велику перевагу перед іншими детекторами, а вихідний імпульс забезпечує набагато кращу енергетичну роздільну здатність. Крім того, невелика чутлива область, яка використовується для виявлення випромінювання (кілька міліметрів), і висока швидкість носіїв заряду забезпечують відмінний час збору заряду (близько10^{-7} с).

Великі можливості напівпровідникових детекторів можуть бути використані повністю лише за наявності радіотехнічної апаратури, сконструйованої відповідно до характеристик детекторів. До цієї апаратури висуваються високі вимоги:

– великий коефіцієнт посилення тракту;

– низький рівень шумів;

– висока стабільність параметрів;

– компактність (принаймні, підсилювача);

– лінійність;

– можливість багатоканального аналізу спектра.

Розвиток напівпровідникових спектрометрів призвів до створення нової радіотехнічної апаратури, що задовольняє переліченим вимогам.

Блок-схема спектрометра з напівпровідниковим детектором показано на рис. 2.8 [15].



1 – детектор; 2 – підсилювач; 3 – джерело високої напруги (напруги зміщення); 4 – головний (спектрометричний) підсилювач; 5 – багатоканальний аналізатор.

Рисунок 2.8 – Блок-схема спектрометра з напівпровідниковим детектором

3 ЧИСЕЛЬНЕ МОДЕЛЮВАННЯ ВЗАЄМОДІЙ ВИПРОМІНЮВАННЯ З РЕЧОВИНОЮ

3.1 Визначення теоретичних залежностей шумових параметрів детекторів від електрофізичних та геометричних властивостей чутливого елемента

Приймачі іонізуючого випромінювання, призначені для спектроскопії, дозиметрії, моніторингу навколишнього середовища, часто працюють з низькими рівнями сигналів. У цьому випадку особливо важливою є висока чутливість датчика випромінювання на фоні мінімального рівня шумів підсилювального тракту. Порогова чутливість датчика визначається рівнем його шумів (відношення сигнал/шум дорівнює 1).

Для оцінки електронного шуму детекторів іонізуючого випромінювання загальноприйнятою нині є поняття еквівалентного шумового заряду ENC. Еквівалентний шумовий заряд ENC визначає внесок шумових факторів у загальний сигнал у одиницях заряду. Це дозволяє врахувати його дію на ширину піку амплітудного спектра випромінювання, що реєструється разом з вкладом статистичного шуму[16]. Це пов’язано з тим, що квант утворює в датчику лавину зарядів (нерівноважних носіїв), кількість яких однозначно визначає енергію цього кванта. Реєстрація кількості утворених нерівноважних носіїв є основним завданням детектора. Для цього в традиційних пристроях використовується зарядочутливий підсилювач, що перетворює заряд на вході в напругу (або струм) на виході.

Шуми детектора іонізуючого випромінювання складаються з статистичного шуму, що визначається амплітудою коливань кількості пар нерівноважних носіїв, утворених при проходженні кванта випромінювання через датчик, і електронного шуму, обумовленого тепловими та іншими шумами, властивими датчику та підсилювально-перетворюючій апаратурі.

3.1.1 Шум Джонсона (тепловий шум).

Шум Джонсона притаманний усім резистивним матеріалам, включаючи напівпровідники. Він спостерігається і відсутність електричного зміщення і проявляється у вигляді флуктуації напруги або струму (залежно від прийнятої схеми вимірювань).

Співвідношення для шумових характеристик резистивного датчика P_N, i_N, u_N, ENC [17]:

$$P_N = 4kT\Delta f \ , \tag{3.1}$$

$$i_N^2 = 4kT\Delta f / R \, , \tag{3.2}$$

$$u_N^2 = 4kTR\Delta f \ , \tag{3.3}$$

$$ENC^2 = \exp(2) \cdot kT\tau / 2R \, , \tag{3.4}$$

де k – Постійна Больцмана;

T – абсолютна температура зразка;

Δf – смуга пропускання вхідного тракту;

R – опір датчика;

τ – час формування сигналу у вході.

3.1.2 Генераційно-рекомбінаційний шум.

Генераційно-рекомбінаційний (ГР) шум обумовлений флуктуаціями швидкостей теплової генерації та рекомбінації вільних носіїв заряду в напівпровіднику, тобто флуктуаціями середньої концентрації носіїв струму. Якщо опір зразка флуктує у часі, то при протіканні через нього струму спостерігаються флуктуації напруги на зразку.

Флуктуації середньої концентрації носіїв струму призводять до змін потужності вихідного струму детектора.

Для власного напівпровідника в датчику з постійним зміщенням шумовий струм, обумовлений ГР-складовою, дорівнює [18]

$$i_N = 2I_s(\frac{(b+1)}{(bN+P)})((\frac{NP}{N+P})\frac{\theta\Delta f}{(1+\omega^2\theta^2)})^{1/2}, \quad (3.5)$$

де I_s – середній струм зміщення датчика;

b – відношення рухливостей електрона та дірки;

N – повне число вільних електронів в обсязі датчика;

P – повне число дірок в обсязі датчика;

ω – частота вхідного сигналу;

θ – середній час життя вільних носіїв (у припущенні, що він однаковий для електронів та дірок).

Враховуючи зв'язок струму та заряду Q = it. Вважаючи Δf = 1/τ, отримаємо з (3.5) співвідношення для ENC:

$$ENC = Q = I_N \cdot \tau = I_N\sqrt{\tau^2} = I_N\sqrt{\tau/\Delta f} =$$
$$= 2I_s(\frac{(b+1)}{(bN+P)})((\frac{NP}{N+P})\frac{\theta\tau}{(1+\omega^2\theta^2)})^{1/2}. \quad (3.6)$$

3.1.3 Дробовий та 1/f – шуми.

Дробовий шум проявляється в датчиках, що мають p-n-перехід, наприклад, у фотодіодах. При зворотному зміщенні шумовий струм дробової складової має вигляд [19]

$$i_N^2 = 2eI_s\Delta f\ , \quad (3.7)$$

де Is – струм через діод,

e – заряд електрона.

Еквівалентний шумовий заряд дорівнює (аналогічно виведенню формули (3.6)):

$$ENC^2 = 2eI_s\tau. \quad (3.8)$$

Третім видом шуму є шум типу 1/f, амплітуда якого обернено пропорційна частоті. Загальний вид вираження шумового струму [20]

$$i_N^2 = K \cdot I_s^{\alpha} \cdot \Delta f / f^{\beta}, \quad (3.9)$$

де К – коефіцієнт пропорційності,

I_s – струм зміщення,

f – частота,

α – константа порядку 2,

β – константа порядку 1.

Еквівалентний шумовий заряд дорівнює (аналогічно висновку формули (3.6))

$$ENC_N^2 = K \cdot I_s^{\alpha} \cdot \tau / f^{\beta}. \quad (3.10)$$

Шум типу 1/f зазвичай проявляється у детекторах випромінювання на низьких частотах (зазвичай менше 1 кГц). На високих частотах амплітуда цих шумів стає меншою, ніж амплітуда одного з білих шумів, у яких відсутня залежність від частоти, таких як шум Джонсона, ГР шум і дробовий шум. Зазвичай поява шумів типу 1/f пов'язують з наявністю потенційних бар'єрів на контактах, в обсязі або на поверхні напівпровідника. Для монокристалічних напівпровідників з омічними контактами ці шуми переважно пов'язані з процесами на поверхні. Зменшення шумів типу 1/f до прийнятного рівня пов'язане з удосконаленням технології виготовлення контактів та обробки поверхні зразків [21].

3.1.4 Шумові характеристики резистивного датчика іонізуючого випромінювання на основі CdTe з постійним зміщенням.

Для резистивного датчика з постійним зміщенням при розрахунку шумів необхідно, зважаючи на вищевикладене, врахувати тепловий та генераційно-рекомбінаційний шум.

Для попередніх розрахунків візьмемо датчик на основі високоомного напівпровідника p-типу.

Квадрат повного шумового струму отримаємо, підсумовуючи (3.2), (3.6) та враховуючи p>>n, b>>1

$$i_{\Sigma}^2 = i_T^2 + i_{ГР}^2 = 4kT\Delta f / R + 4\frac{I_s^2 b^2 n}{p^2 V} \cdot \frac{\theta \Delta f}{(1+\omega^2\theta^2)}. \qquad (3.11)$$

Еквівалентна потужність шуму

$$P_{\Sigma} = 4kT\Delta f + 4\frac{I_s^2 b^2 n\rho}{S^2 p^2} \cdot \frac{\theta \Delta f}{1+\omega^2\theta^2}. \qquad (3.12)$$

Еквівалентний шумовий заряд

$$ENC_{\Sigma}^2 = ENC_T^2 + ENC_{ГР}^2 = 4kT\tau / R + 4\frac{I_s^2 b^2}{P^2} \cdot \frac{N\theta\tau}{1+\omega^2\theta^2}, \qquad (3.13)$$

де N, P – повне число електронів і дірок в об'ємі датчика.

Загальна формула, крім вищеописаних шумів, враховує також тепловий шум резистора зворотного зв'язку передпідсилювача та шум, який визначається сумарною ємністю на вході підсилювача та його провідністю і має вигляд:

$$ENC^2 = \exp(2) \cdot \left(\frac{kT\tau}{2R_d} + \frac{I_d^2 b^2 n\theta\tau}{P^2(1+\omega^2\theta^2)} + \frac{kT\tau}{2R_f} + \frac{kT(C_{in}+C_f+C_m)^2}{2g_{in}\tau} + A_F(\omega)\right), \quad (3.14)$$

де I_d – постійний струм зміщення датчика;

k – постійна Больцмана;

T – температура;

τ – час формування сигналу у підсилювальному тракті;

b – відношення рухливостей електрона та дірки;

n – концентрація вільних електронів в об'ємі датчика;

P – повне число дірок в обсязі датчика;

V – об'єм кристала датчика;

ω – циклічна частота вхідного сигналу;

R_d – опір кристала датчика;

R_f – опір резистора зворотного зв'язку передпідсилювача;

C_{in} – вхідна ємність передпідсилювача;

C_f – ємність резистора зворотного зв'язку передпідсилювача;

C_m – ємність монтажу;

g_{in} – вхідна провідність передпідсилювача;

θ – середній час життя вільних нерівноважних носіїв (у припущенні, що воно однаково для електронів та дірок);

A_F – коефіцієнт фліккер-шуму (1/f).

Перша частина у дужках являє собою тепловий шум кристала датчика.

Друга частина – генераційно-рекомбінаційний шум датчика. Параметр ω (циклічна частота вхідного сигналу) для імпульсного вхідного сигналу пов'язаний з тривалістю імпульсу, яка у свою чергу визначається часом збору зарядів у датчику (зазвичай цей час менший за час життя нерівноважних носіїв θ). Виходячи з того, що час формування сигналу τ (також визначається часом

збору зарядів у датчику) обмежує частотний діапазон пропускання підсилювального тракту знизу, можна вибрати ω порядку $2\pi/\theta$.

Третя частина – тепловий шум резистора зворотного зв'язку передпідсилювача.

Перелічені складові шуму, пропорційні τ (час формування сигналу в підсилювальному тракті), називають паралельним шумом.

Четверта частина – шум, який визначається сумарною ємністю на вході підсилювача та його провідністю g_{in}, називають послідовним шумом (його величина обернено-пропорційна τ).

Остання частина в дужці – шум виду 1/f. Конкретний вид залежності $A_F(\omega)$ визначається якістю та конфігурацією електронних компонентів вхідного ланцюга[22].

4 ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНА ЧАСТИНА

4.1 Опис експерименту

Мета експеримента – підвищення ефективності виявлення іонізуючого випромінювання шляхом оптимізації параметрів математичної моделі детектора.

Завдання експеримента – визначення залежності параметра еквівалентного шумового заряду ENC від значень температури, ширини забороненої зони матеріалу і ступені легування.

Вибір змінних факторів: температура, матеріал.

Вибір кроку зміни факторів: Температура зразку (від 280К до 310К, з кроком 5К), матеріал зразку (мофифікація CdTe за допомогою добавки ZnTe у відношенні $Zn_xCd_{1-x}Te$, де x = 0,01, 0,02, 0,03… (від 1 до 5%)).

Опис проведення експерименту: В математичній моделі будуть змінюватись параметри температури і матеріалу, відповідно їм буде змінюватись і шум (еквівалентний шумовий заряд ENC). В результаті мають бути визначені параметри температури і матеріалу, при яких величина шуму мінімальна.

4.2 Проведення математичного моделювання напівпровідникового детектора іонізуючого випромінювання, розрахунки шумових параметрів

Розрахуємо величину шумів датчика, виходячи з наступних параметрів:

– матеріал датчика – високоомний CdTe p-типу, концентрація дірок $p = 10^8$ см$^{-3}$, концентрація власних носіїв $p_0 = n_0 = 2 \cdot 10^6$ см$^{-3}$, рухливість електронів $\mu_n = 1000$ см^2/(В·с), рухливість дірок $\mu_p = 50$ см^2/(В·с), питомий опір $\rho = 10^9$ Ом·см;

– Розміри датчика: діаметр 100 мкм, товщина 100 мкм;

– струм датчика з постійним зміщенням Is = 1 мкА;

– вважаємо, що частота сигналу ω = 10^6, абсолютна температура зразка T = 300 К, смуга пропускання вхідного тракту Δf = 10^3 Гц, час формування сигналу у вхідному тракті τ = 10^{-6} с, середній час життя вільних носіїв θ =10^{-6} с.

Вихідні дані:

$T := 300 \quad q := 1.6 \cdot 10^{-19} \quad k := 1.38 \cdot 10^{-23} \quad \pi = 3.142 \quad h := 6.62 \cdot 10^{-34}$

$p := 1 \cdot 10^{8}$

Формули для розрахунків:

$$N_C = 2\left(\frac{2\pi m_n kT}{h^2}\right)^{3/2}. \tag{4.1}$$

$$n_0 = p_0 = n_i = \sqrt{N_C \cdot N_V}\exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right). \tag{4.2}$$

Визначаємо ширину забороненої зони (Eg) CdTe при температурі T:

$Eg(T) := \left(1.605 - 4.910 \cdot 10^{-4} \cdot T\right) \quad Eg(T) = 1.458 \quad me := 0.11 \quad mh := 0.63$

$kk := 1.8 \cdot 10^{14}$

Визначаємо щільність станів для електронів та дірок, використовуючи формулу 4.1, задаємо рухливості електронів та дірок і визначаємо відношення рухливостей електронів та дірок(b):

$$Nc(T) := 2 \cdot (kk \cdot me \cdot T)^{1.5} \quad Nc(T) = 9.156 \times 10^{23}$$

$$Nv(T) := 2 \cdot (kk \cdot mh \cdot T)^{1.5} \quad Nv(T) = 1.255 \times 10^{25}$$

$$\mu n := 1000 \quad \mu p := 80 \qquad b := \frac{\mu n}{\mu p} \qquad b = 12.5$$

$$ENC^2 = \exp(2) \cdot \left(\frac{kT\tau}{2R_d} + \frac{I_d^2 b^2 n\theta\tau}{P^2(1+\omega^2\theta^2)} + \frac{kT\tau}{2R_f} + \frac{kT(C_{in}+C_f+C_m)^2}{2g_{in}\tau} + A_F(\omega)\right). \qquad (4.3)$$

Позначення, які використовувались при розрахунку:

p – концентрація акцепторної домішки, $см^{-3}$;

nn0 – концентрація власних носіїв, $м^{-3}$;

p0 – концентрація власних носіїв, $см^{-3}$;

n – концентрація вільних електронів, $см^{-3}$;

ρ – питомий опір, Ом·см;

Rd – опір зразку, Ом;

U – прикладена напруга, В;

l – товщина зразку, см;

d – діаметр зразка, см;

μn, μp – рухливості електронів та дірок, $см^2/(В \cdot с)$;

me, mh – відносний ефект маси електрона та дірки;

Δf – частотний діапазон сигнального тракту, Гц;

θ – час життя носіїв, с;

ω = 2 πf, f – частота сигналу, Гц;

C2 = exp(2);

$C3 = 1+4\pi^2$;

Rf – опір зворотного зв'язку передпідсилювача;

CΣ = Cin+Cf+Cm – ємність на вході передпідсилювача;

ENC..2 – квадрати відповідних ENC;

τ – час формування сигналу;

g1– вхідна провідність підсилювача, См;

ID – струм зміщення діоду.

Задаємо основні параметри матеріалу зразку і елементів ланки:

$$d := 0.01 \quad l := 0.01 \quad \theta := 5 \cdot 10^{-7} \quad U := 100 \quad \omega := 10^{6} \quad \tau := 1 \cdot 10^{-6} \quad Rf := 10^{9}$$

$$C\Sigma := 10^{-11} \quad g1 := 10^{-3} \quad ID := 1 \cdot 10^{-9}$$

$$C1 := 10^{-17} \quad C2 := 7.389 \quad C3 := 40.478$$

Визначаємо концентрацію власних носіїв заряду використовуючи формулу 4.2:

$$nn0(T) := \sqrt{Nc(T) \cdot Nv(T)} \cdot e^{\left(\frac{-1.6 \cdot 10^{-19} Eg(T)}{2 \cdot k \cdot T}\right)} \qquad nn0(T) = 1.981 \times 10^{12}$$

$$p0(T) := 10^{-6} nn0(T) \qquad p0(T) = 1.981 \times 10^{6}$$

$$n(p, T) := \frac{(p0(T))^{2}}{p} \qquad n(p, T) = 3.925 \times 10^{4}$$

Визначаємо площу, об’єм і питомий опір зразку:

$$Sd := \pi \frac{d^{2}}{4} \qquad Vd := Sd \cdot l \qquad \rho(p, T) := \frac{1}{q \cdot [(n(p, T)) \cdot \mu n + p \cdot \mu p]}$$

$$\rho(p, T) = 7.774 \times 10^{8}$$

Визначаємо опір зразку і струм датчика з постійним зміщенням (Is):

$$Rd(p,T) := (\rho(p,T))\frac{l}{Sd} \qquad Is(p,T) := \frac{U}{Rd(p,T)}$$

$$Rd(p,T) = 9.899 \times 10^{10} \qquad Is(p,T) = 1.01 \times 10^{-9}$$

Формулу 4.3 «розіб'ємо» на окремі частини:

Перша частина у дужках являє собою тепловий шум кристала датчика.

$$ENCd2(p,T) := C2 \cdot k \cdot T \cdot \frac{\tau}{2 \cdot Rd(p,T)}.$$

Переводимо ENC^2 в одиниці заряду:

$$ENCd(p,T) := \frac{\sqrt{ENCd2(p,T)}}{q} \qquad ENCd(p,T) = 2.457.$$

Друга частина – генераційно-рекомбінаційний шум датчика. Параметр ω (циклічна частота вхідного сигналу) для імпульсного вхідного сигналу пов'язаний з тривалістю імпульсу, яка у свою чергу визначається часом збору зарядів у датчику (зазвичай цей час менший за час життя нерівноважних носіїв θ).

$$ENCgr2(p,T) := C2 \cdot \left(Is(p,T) \cdot \frac{b}{p \cdot Vd}\right)^2 \cdot n(p,T) \cdot \theta \cdot \frac{\tau}{C3}.$$

Переводимо ENC^2 в одиниці заряду:

$$ENCgr(p,T) := \frac{\sqrt{ENCgr2(p,T)}}{q} \qquad ENCgr(p,T) = 601.46.$$

Третя частина – тепловий шум резистора зворотного зв'язку передпідсилювача з переводом в одиниці заряду.

$$ENCf2 := C2 \cdot k \cdot T \cdot \frac{\tau}{2 \cdot (Rf)} \qquad ENCf := \frac{\sqrt{ENCf2}}{q} \qquad ENCf = 24.443$$

.

Суму цих трьох частин називають паралельним шумом:

$$ENCp2(p,T) := ENCd2(p,T) + ENCgr2(p,T) + ENCf2$$

$$ENCp(p,T) := \frac{\sqrt{ENCp2(p,T)}}{q} \qquad ENCp(p,T) = 601.962$$

Четверта частина – шум, який визначається сумарною ємністю на вході підсилювача та його провідністю g_{in}, називають послідовним шумом (його величина обернено-пропорційна τ).

$$ENCs2 := C2 \cdot k \cdot T \cdot \frac{C\Sigma^2}{2 \cdot g1 \cdot \tau} \qquad ENCs := \frac{\sqrt{ENCs2}}{q} \qquad ENCs = 244.432$$

.

Визначаємо потужність, яка виділяється на датчику:

$$Ps(p,T) := (Is(p,T))^2 \cdot Rd(p,T) \qquad Ps(p,T) = 1.01 \times 10^{-11}$$

.

Будуємо графік залежності ENC(p(концентрація акцепторної домішки)) ENC представили як суму паралельного і послідовного шуму):

$$ENC(p,T) := \frac{\sqrt{(ENCp2(p,T) + ENCs2)}}{q}$$

.

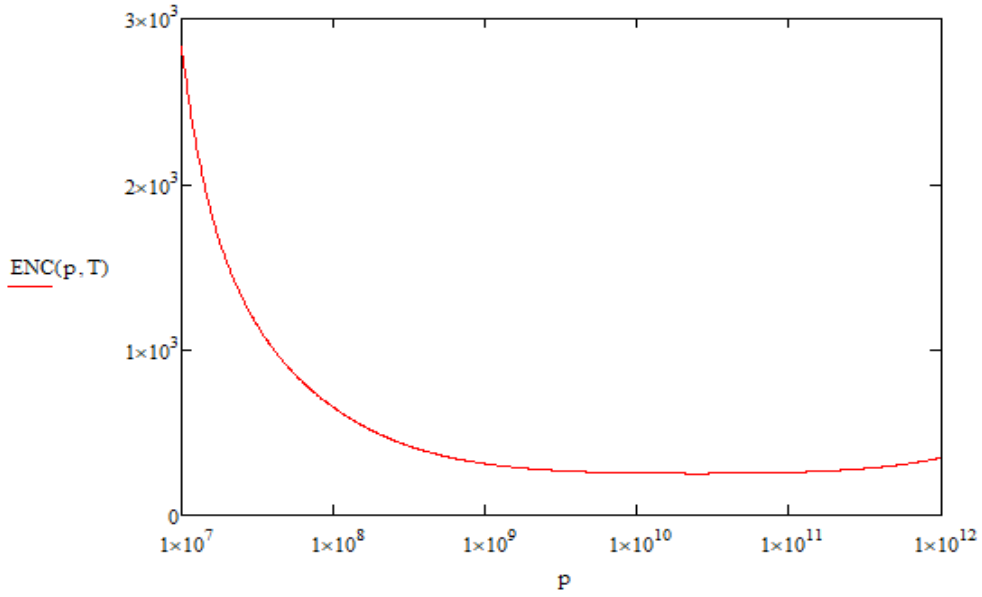


Рисунок 4.1 – Графік залежності ENC(p)

4.3 Визначення оптимальних параметрів детектора для підвищення його чутливості

Змінюємо температуру з кроком в 5К (від 280К до 310К) і побудуємо графік:

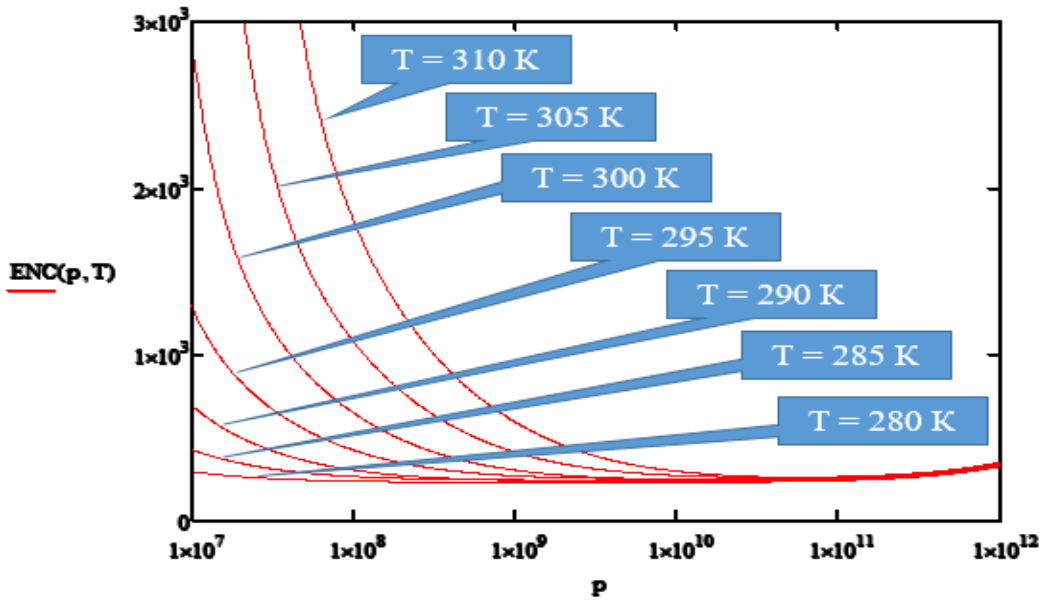


Рисунок 4.2 – Графік залежності ENC(p) в залежності від T

Можно побачити, що охолодження матеріалу дуже сильно зменшує величину шумів(ENC). Після 280 К рівень шумів змінюється мінімально. Нагрівання зразку на 5К - 10К дуже сильно підвищує шуми.

Тобто шуми в детекторі дуже сильно залежать від температури, особливо при нагріванні. Важливо підтримувати мінімальну температуру детектора.

Мофифікація CdTe за допомогою добавки ZnTe у відношенні $Zn_xCd_{1-x}Te$, де x = 0,01, 0,02, 0,03… (від 1 до 5%) лінійно збільшить ширину забороненої зони (кожен відстоток на 0.007 еВ) і побудуємо графік залежності ENC(p) від вістоку ZnTe в CdTe:

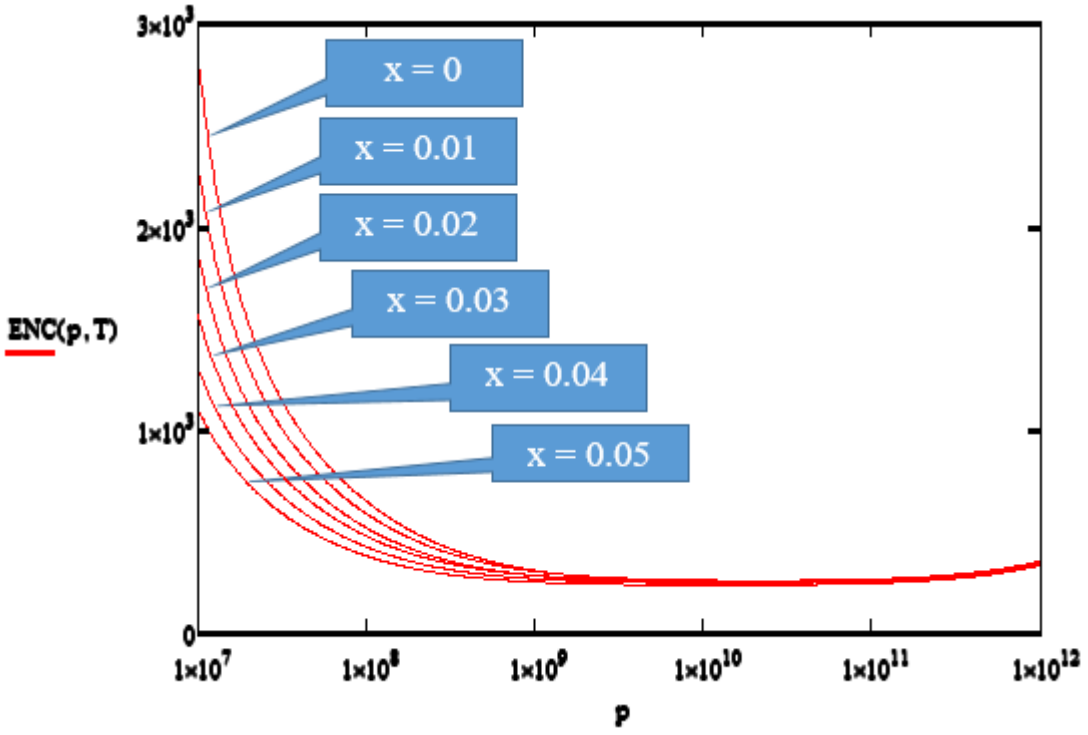


Рисунок 4.3 – Графік залежності ENC(p) в залежності від відсотку ZnTe в CdTe

Модифікація CdTe за допомогою добавки ZnTe досить сильно зменшує шуми. Зі збільшення відсотку зменшується і величина шумів.

ВИСНОВКИ

В ході виконання магістерської кваліфікаційної роботи був проведений огляд аналогічних приладів, конструкцій та схем основних видів детекторів (газонаповнені, сцинтиляційні та напівпровідникові). В результаті аналізу було виявлено, що напівпровідникові детектори мають великі переваги перед іншими типами детекторів, найважливішою з яких є висока роздільна здатність. Серед інших переваг напівпровідникових детекторів слід зазначити: лінійність у широкому діапазоні енергій, малий час наростання імпульсу, відносну простоту і невеликі розміри, а також нечутливість до магнітних полів.

Також були проаналізовані основні фактори, що впливають на якість сигналу напівпровідникового детектора, визначено вплив різних шумових складових, таких як тепловий шум кристала датчика, генераційно-рекомбінаційний шум датчика, тепловий шум резистора зворотного зв'язку передпідсилювача та шум, який визначається сумарною ємністю на вході підсилювача та його провідністю.

Було проведене математичне моделювання шумових характеристик детектора за різних температурних умов, складу матеріалу датчика, геометричних розмірів, електричних параметрів.

Математичне моделювання показало, що охолодження матеріалу дуже сильно зменшує величину шумів(ENC). Після 280 К рівень шумів змінюється мінімально. Нагрівання зразку на 5К - 10К дуже сильно підвищує шуми.

Тобто шуми в детекторі дуже сильно залежать від температури, особливо при нагріванні. Важливо підтримувати мінімальну температуру детектора, це сильно підвищить його чутливість. Це можливо зробити за допомогою елементів Пельтьє, у комбінації з радіаторами.

Мофифікація CdTe за допомогою добавки ZnTe лінійно збільшить ширину забороненої зони (кожен відстоток на 0.007 еВ), тим самим досить сильно зменшить шуми. Зі збільшення відсотку зменшуються і величина шумів.

Зменшення геометричних розмірів призведе до необхідності зменшення електричних параметрів (напруги) відповідно, при такій умові зменшиться і корисний сигнал.

ПЕРЕЛІК ДЖЕРЕЛ ПОСИЛАННЯ

1. L. Cerrito, *Radiation and Detectors*. Cham: Springer International Publishing, 2017, 210 p. [Online]. Available: https://doi.org/10.1007/978-3-319-53181-6. Accessed on: November 14, 2022.

2. O. Adelaja Osibote, Ред., *Ionizing and Non-Ionizing Radiation*. IntechOpen, 2020. [Online]. Available: https://doi.org/10.5772/intechopen.77474. Accessed on: November 16, 2022.

3. A. B. d. GonzÁlez, A. Bouville, P. Rajaraman та M. Schubauer-Berigan, *Ionizing Radiation*. Oxford University Press, 2017. [Online]. Available: https://doi.org/10.1093/oso/9780190238667.003.0013. Accessed on: November 17, 2022.

4. S. Shayanfar та S. D. Pillai, Ред., *Ionizing Radiation Technologies*. Wiley, 2022. [Online]. Available: https://doi.org/10.1002/9781119488583. Accessed on: November 19, 2022.

5. R. Silva, *Evolution of Ionizing Radiation Research*, Dr. Mitsuru Nenoi (Ed.), 2015, – pp. 25 - 37.

6. J. K. Kraft та P. Howells, *Ionizing Radiation and Radiation Protection*. Oxford University Press, 2017. [Online]. Available: https://doi.org/10.1093/med/9780199659579.003.0131 . Accessed on: November 21, 2022.

7. М. Л. Бараночников, *Приемники и детекторы излучений : справочник*. Москва: ДМК Пресс, 2017, 1040 с. [Онлайн]. Доступно: https://e.lanbook.com/book/100900. Дата звернення: Листоп. 22, 2022.

8. Lecoq P. et al., *Inorganic Scintillators for Detector Systems*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2006, 325 p.

9. G. Lutz, *Scintillation Radiation Detectors*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2007, 364 p. [Online]. Available: https://doi.org/10.1007/978-3-540-71679-2. Accessed on: November 24, 2022.

10. A. Owens, *Semiconductor Radiation Detectors*. Taylor & Francis Group, 2019.

11. A. Owens, "Current Materials Used for Neutron Detection", у *Semiconductor Radiation Detectors*. Boca Raton, FL: CRC Press, Taylor & Francis Group, [2019] | Series: Series in sensors: CRC Press, 2019, с. 323–342. [Online]. Available: https://doi.org/10.1201/b22251-10. Accessed on: November 26, 2022.

12. M. Kroupa, «Modern semiconductor pixel detectors used as radiation monitors», у *Solid-State Radiation Detectors*. CRC Press, 2017, с. 1–15. [Online]. Available: https://doi.org/10.1201/b18172-1. Accessed on: November 27, 2022.

13. T. Takahashi et al. *High-resolution CdTe detector and applications to imaging devices*. IEEE Trans Nucl Sci, 2011.

14. H. Raval , D. Sutar ,P. Nair , V. Rao, *Investigation of effects of ionizing radiation exposure on material properties of organic semiconducting oligomer*. Pentacene: Org. Electron. Elsevier B.V, 2016;

15. В. Ф. Дворянкин, Г. Г. Дворянкина, Ю. М. Дикаев, А. А. Кудряшов, А. Г. Петров та А. А. Телегин, «Многопиксельный линейный детектор рентгеновского излучения на основе монокристаллов CdZnTe», *Микроэлектроника*, т. 44, № 4, с. 275–277, 2015. [Онлайн]. Доступно: https://doi.org/10.7868/s0544126915040031. Дата звернення: Листоп. 29, 2022.

16. А. Б. Галат, Ю. Е. Гордиенко та Б. Г. Бородин, «Анализ шумовых факторов полупроводниковых детекторов ионизирующего излучения», *Thesis*, Харків: ХНУРЕ, 2010. [Онлайн]. Доступно: http://openarchive.nure.ua/handle/document/6646. Дата звернення: Листоп. 30, 2022.

17. А. Б. Галат, Ю. Е. Гордиенко та Б. Г. Бородин, «Шумовые характеристики полупроводниковых детекторов ионизирующего излучения с СВЧ-смещением», *Thesis*, Харків: ХНУРЕ, 2009, с. 78 - 80. [Онлайн].

Доступно: http://openarchive.nure.ua/handle/document/6643. Дата звернення: Листоп. 30, 2022.

18. S. Cova, *Detectors, Measurement, and Signal-to-Noise Enhancement*. John Wiley & Sons, 2009, 400 с.

19. G. Bertuccio, A. Pullia, «Method for the Determination of the Noise Parameters in Preamplifier Systems for Semiconductor Detectors». *Rev. Sci. Instru*, vol. 64. pp. 3294-3298, 1993.

20. А. Ван дер Зил, *Шумы при измерениях*. Пер. с англ.. М.: Мир, 1979, 292 с.

21. В.Е. Кутний, А.В. Рыбка, Д.В. Кутний, «Разработка дозиметрических и спектрометрических блоков регистрации γ-излучения на основе полупроводниковых соединений CdTe (CdZnTe) для АЭС Украины», *Вопросы атомной науки и техники*, Харків: ХФТІ,– т.7, № 13, с.167-171, 2013.

22. K. Mathieson, "Modelling semiconductor pixel detectors", *Electronic Thesis or Dissertation*, University of Glasgow, 2015. [Online]. Available: http://ethos.bl.uk/OrderDetails.do?uin=uk.bl.ethos.368733. Accessed on: December 1, 2022.